

Der g-Faktor des $9/2^+$ -Zustandes in ^{85}Rb
und seine Bedeutung in der Diskussion
magnetischer Kernmomente

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Hans Georg Johann
aus Hochstadt

Der g-Faktor des $9/2^+$ -Zustandes in ^{85}Rb und seine Bedeutung in der Diskussion magnetischer Kernmomente

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Hans Georg Johann

aus Hochstadt



Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fachbereichen der Universität Erlangen-Nürnberg.

Tag der mündlichen Prüfung

16.7.1975

Vorsitzender der Promotionskommission

Prof. Dr. H. Behrens

Erstberichterstatte

Prof. Dr. J. Christiansen

Zweitberichterstatte

Doz. Dr. W. Kreische

Zusammenfassung

Mit den Methoden der zeitlich differentiellen und der stroboskopischen Beobachtung der Kernlarmorpräzession im äußeren Magnetfeld wurde der g-Faktor des isomeren $9/2^+$ -Zustandes in ^{85}Rb gemessen. Das $9/2^+$ -Niveau ($T_{1/2} = 1015 \pm 1 \text{ ns}$, $E_x = 514 \text{ keV}$) wurde durch die Reaktion $^{85}\text{Rb} (d, pn) ^{85m}\text{Rb}$ in natürlichem Rubidium bei einer Deuteronenenergie von 11 MeV bevölkert. Als Mittelwert ergibt sich aus beiden Messungen nach Korrektur auf Knightshift und diamagnetische Abschirmung

$$g = + 1.369 \pm 0.010 .$$

Ein halbempirisches Auswerteverfahren, bei dem die relativ sicher berechenbaren Beiträge zum magnetischen Moment durch Corepolarisation und Spin-Bahn-Wechselwirkung vorneweg abgezogen werden und die verbliebenen Beiträge durch effektive g-Faktoren ($g_1 + \delta\tilde{g}_1$), ($g_s + \delta\tilde{g}_s$) und ($g_p + \delta\tilde{g}_p$) bei der Berechnung des magnetischen Momentes nach dem Einteilchenmodell berücksichtigt werden, liefert das Ergebnis

$$\delta\tilde{g}_1 = + 0.06 \pm 0.03, \delta\tilde{g}_s = + 0.3 \pm 0.5 \text{ und } \delta\tilde{g}_p = 0.3 \pm 2.1 .$$

Die Ergebnisse für $\delta\tilde{g}_s$ und $\delta\tilde{g}_p$ sind mit Abschätzungen verträglich, die für diese beiden Beiträge Null ergeben. Durch Abschätzung der Beiträge durch Rumpfpolarisation höherer Ordnung erhält man $\delta g_1^{\text{mes}} \approx + 0.14$. Dieses Ergebnis ist jedoch stark von den angebrachten Korrekturen infolge anderer Beiträge zum magnetischen Moment abhängig.

Der von der Corepolarisationstheorie geforderte Blocking- und Enhancementeffekt wird mit Hilfe der g-Faktoren von $1g_{9/2}$ -Proton-Zuständen in der Massengegend $A = 70 - 120$ gut bestätigt.

Inhaltsverzeichnis

I.	Einleitung	1
II.	Meßmethoden	3
	II.1 Zeitlich differentielle Methode	3
	II.2 Stroboskopische Methode	7
III.	Experiment	12
	III.1 Strahl, Target, Magnetfeld, Detektoren	12
	III.2 Meßelektronik	15
IV.	Meßergebnisse	19
	IV.1 Meßkurven und Fitergebnisse	19
	IV.2 Korrekturen des g-Faktors	23
V.	Bemerkungen zur Theorie magnetischer Kernmomente	24
	V.1 Einteilchenwert und Ziel des Kapitels	24
	V.2 Beiträge durch Konfigurationsbeimischungen	27
	V.3 Beiträge durch Spin-Bahn-Wechselwirkung	34
	V.4 Beiträge durch mesonische Austauschströme	35
	V.5 Andere Beiträge zum magnetischen Moment	37
	V.6 Additivität magnetischer Momente	38
	V.7 Renormierbarkeit der Beiträge zum magnetischen Moment	39
VI.	Diskussion	42
	VI.1 Konfiguration des $9/2^+$ -Zustandes in ^{85}Rb	42
	VI.2 Korrekturen durch Corepolarisation und LS- Wechselwirkung	42
	VI.3 Halbempirische Bestimmung der mesonischen Beiträge	45
	VI.4 Systematik der g-Faktoren von $1g_{9/2}$ -Proton- zuständen	53

VII. Schlußbemerkung

61

Danksagung

62

Literatur

63

I. Einleitung

Seitdem Th. Schmidt 1937 (Sch37) seine Idee zur Berechnung magnetischer Kernmomente veröffentlichte, wobei er von der Gültigkeit des strengen Einteilchenmodells ausging, befaßten sich viele Arbeiten mit einer besseren theoretischen Deutung der experimentell bestimmten magnetischen Momente. Über den Erfolg der verschiedenen Theorien entscheidet nicht zuletzt, wie gut sie gemessene Werte zu reproduzieren vermögen. Aufgabe des Experimentators muß es sein, möglichst g-Faktoren von solchen Zuständen zu messen, die für die Stützung einer Theorie von besonderem Interesse sind.

Das magnetische Moment des $9/2^+$ -Zustandes in ^{85}Rb bietet sich hier in doppelter Hinsicht an. Nagamiya et al. (NagK70) bestimmten auf halbempirische Weise mit g-Faktoren der $N = 50$ Isotone ^{87}Rb , ^{89}Y und ^{90}Zr eine Anomalie des g_1 -Faktors von 10%. Zusammen mit dem g-Faktor des $9/2^+$ -Zustandes in ^{85}Rb liegen drei gemessene g-Faktoren von Rb-Isotopen vor und es ist von großem Interesse, ob auch damit diese Abweichung vom klassischen Wert $g_1(\text{Proton}) = 1$ auf ähnliche Weise bestimmt werden kann. Die schon 1951 von Miyazawa (Miy51) berechnete Anomalie des g_1 -Faktors von $0.1 \cdot \tau_3$ war angesichts der Erfolge der Corepolarisationstheorien in den Hintergrund getreten, bis sie durch entsprechende Experimente bestätigt wurde.

Auch für die Corepolarisationstheorie stellt das magnetische Moment des $9/2^+$ -Zustandes in ^{85}Rb einen interessanten Test für die Gültigkeit des geforderten Blockingeffektes

(NoyA58) dar, der sich mit $1g_{9/2}$ -g-Faktoren in $^{71,73,77}\text{As}$ und ^{81}Br bereits andeutet.

Nicht zuletzt führt jede Messung eines magnetischen Momentes für den Experimentator zu einer interessanten Bereicherung des experimentellen Wissens und Könnens. Auf einige neue Aspekte wird bei der Beschreibung des Experimentes kurz hingewiesen werden.

II. Meßmethoden

Das magnetische Moment des ^{85}Rb im angeregten $9/2^+$ - Zustand wurde durch zeitlich differentielle und stroboskopische Beobachtung der Kernlarmorpräzession im äußeren Magnetfeld gemessen. Da beide Methoden in vielen Arbeiten (z.B. (AldS64), (ChrM70)) bereits ausführlich beschrieben sind, möchte ich mich auf Zusammenhänge beschränken, die für das Verständnis dieses Experimentes erforderlich sind.

II.1 Zeitlich differentielle Methode (TDPAD)

Die Winkelverteilung der von angeregten Kernen ausgesandten γ -Strahlung ist im allgemeinen anisotrop, wenn das entsprechende Niveau durch eine Kernreaktion bevölkert wurde, da bei der Kernreaktion die Spins der Kerne wegen des übertragenen Bahndrehimpulses bevorzugt in einer Ebene senkrecht zur Strahlrichtung ausgerichtet werden (Alignment). In einem äußeren Magnetfeld H , das senkrecht zur Strahlrichtung angelegt wird, präzedieren die Kernspins und mit ihnen die γ -Winkelverteilung mit der Larmorfrequenz

$$(II.1) \quad \omega_L = - \frac{\mu}{\hbar \cdot I} \cdot \mu_N \cdot H = - g \cdot \frac{\mu_N}{\hbar} \cdot H$$

Hierbei bedeuten:

μ = magnetisches Moment (in Einheiten von μ_N)	} des angereg-
I = Spin (in Einheiten von $\hbar$)	
g = g-Faktor	
μ_N = Kernmagneton	ten Zustandes

Aus Gleichung (II.1) folgt

$$g = - \frac{h}{T_L \cdot \mu_N \cdot H} ,$$

wobei $T_L = \frac{2\pi}{\omega_L}$ die Zeit für eine Periode der Larmorpräzession bezeichnet.

Mit $\mu_N = 3.152526 \cdot 10^{-18} \text{ MeV/Oe}$

und $h = 4.1357 \cdot 10^{-21} \text{ MeVs}$

erhält man

$$(II.1a) \quad |g| = 1.31187 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{1}{T_L \cdot H} ,$$

wobei T_L in Sekunden und H in Oersted einzusetzen ist.

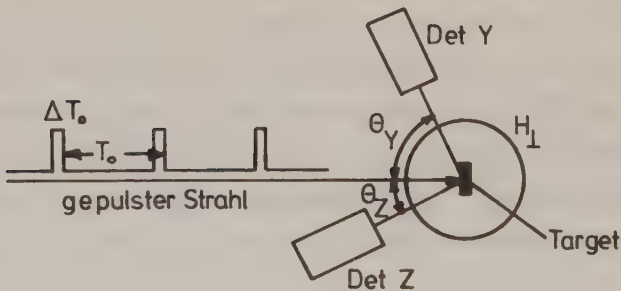


Abb. 1

Schematische Darstellung der Meßanordnung

Bei der zeitlich differentiellen Beobachtung der γ -Winkelverteilung (üblicherweise mit TDPAD für "Time Differential Perturbed Angular Distribution" abgekürzt) nach einer Kernreaktion wird das Target mit einem gepulsten Teilchenstrahl beschossen (Pulsdauer ΔT_0 , Pulsabstand T_0). Zwischen den Strahlpulsen beobachtet man dann in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld einen periodisch modulierten exponentiellen Abfall der Strahlungsintensität :

$$(II.2) \quad I(t, \theta, H) = I_0 \cdot e^{-t/\tau} \cdot W(t, \theta - \omega_L t, H)$$

(Strahlpuls zur Zeit $t=0$, Winkel Detektor - Strahl = θ)
mit

$$(II.3) \quad W(t, \theta - \omega_L t, H) = \sum_{k \text{ gerade}} A_{kk} \cdot P_k(\cos(\theta - \omega_L t))$$

Die Koeffizienten A_{kk} beschreiben einerseits das Alignment des zerfallenden Systems, was im allgemeinen unbekannt ist, und andererseits den elektromagnetischen Übergang. Die P_k sind Legendre-Polynome. Für den Summationsindex k gilt

$$(II.4) \quad 0 \leq k \leq \text{Min}(2I, 2L)$$

für den Fall eines reinen γ -Übergangs, wobei I den Spin des isomeren Niveaus und L die Multipolarität des γ -Übergangs angibt. Im vorliegenden Fall eines M2-Überganges ist also $k_{\max} = 4$.

Zum Zweck einer besseren Statistik und vorteilhafteren Auswertung benutzt man im Experiment im allgemeinen zwei Detektoren, die in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld unter einem Winkel von 90° zueinander aufgestellt sind. Die Larmorfrequenz ω_L erhält man dann, indem man aus den normierten Zeitspektren $I(t)$ folgendes Verhältnis bildet:

$$(II.5) \quad R(t, \theta, H) = \frac{I(t, \theta, H) - I(t, \theta + 90^\circ, H)}{I(t, \theta, H) + I(t, \theta + 90^\circ, H)}$$

Daraus erhält man

$$(II.6) \quad R(t, \theta, H) = \frac{3 A_{22}}{4 + A_{22}} \cdot \cos 2 (\theta - \omega_L t)$$

In diesem Ausdruck (II.6) sind Terme mit $k = 4$ nicht berücksichtigt, da einerseits in den meisten Fällen $A_{44} \ll A_{22}$ gilt, und sich Terme mit $k = 4$ im Zähler von (II.5) aufheben und durch Addition der Zählraten im Nenner nur in einer vernachlässigbaren Modulation der Amplitude mit $\cos(4\omega_L t)$ bemerkbar machen.

Für die Gültigkeit dieser Formeln gibt es eine Reihe von Bedingungen, die beim Experiment beachtet werden müssen: Die Pulsfolgezeit T_0 muß groß gegen die Lebensdauer τ des isomeren Zustandes sein, um die Überlagerung von Intensitäten mit unterschiedlicher Zeitbeziehung zu vermeiden, was in der Regel eine Verminderung der gemessenen Anisotropie zur Folge hätte. Die Pulsbreite ΔT_0 und das Magnetfeld H müssen so gewählt werden, daß ΔT_0 klein

gegen die Larmorperiode ist, da die Intensitätsmodulation um ΔT_0 verwaschen wird. Zusätzlich muß das Magnetfeld H so groß sein, daß mindestens eine ganze Sinuswelle während der Lebensdauer τ beobachtet werden kann. Weitere Probleme ergeben sich aus der temperaturabhängigen Relaxation des Kernalignments, die von zusätzlichen magnetischen und elektrischen Kristallfeldern herrührt. Unter der Annahme statistisch fluktuierender Störfelder führen nach Abragam und Pound (AbrP53) diese Störprozesse zu einer exponentiellen Abnahme der Anisotropie mit der Relaxationszeit τ_{Rel} . Damit erhält man aus Gl. (II.3)

$$(II.7) \quad W_{\text{Rel}}(t, \theta - \omega_L t, H) = \sum_{\substack{k \text{ gerade}}} A_{kk} \cdot e^{-t/\tau_{\text{Rel},k}} \cdot P_k(\cos(\theta - \omega_L t))$$

Daraus resultiert als weitere Forderung für die Durchführbarkeit des Experimentes, daß innerhalb von τ_{Rel} mindestens eine Sinuswelle beobachtbar sein muß.

II.2 Stroboskopische Methode (SOPAD)

Wie bei der zeitlich differentiellen Methode wird das isomere Niveau bei der stroboskopischen Methode (mit SOPAD für Stroboscopic Observation of Perturbed Angular Distribution abgekürzt) durch einen gepulsten Teilchenstrahl be-

völkert. Die Pulsfolgezeit T_0 wird jedoch kurz gegen die Lebensdauer τ des Niveaus gewählt, so daß es zur Überlagerung der Zerfallsstrahlungsintensitäten mit unterschiedlicher Zeitbeziehung kommt. Dies führt im allgemeinen zur Abschwächung der Modulationsamplitude. Bei einer bestimmten Größe des angelegten Magnetfeldes ist jedoch die Larmorpräzession früher angeregter Kerne gleichphasig mit der der neu angeregten Kerne, was eine resonante Überlagerung der Intensitäten zur Folge hat.

Aus Gleichung (II.2) erhält man durch Summation über die einzelnen Strahlpulse

$$(II.8) \quad I(t, \theta, H, \tau, T_0) = I_0 \sum_{n=0}^{\infty} e^{-(t+nT_0)/\tau} \cdot W(t, \theta - \omega_L(t+nT_0), H)$$

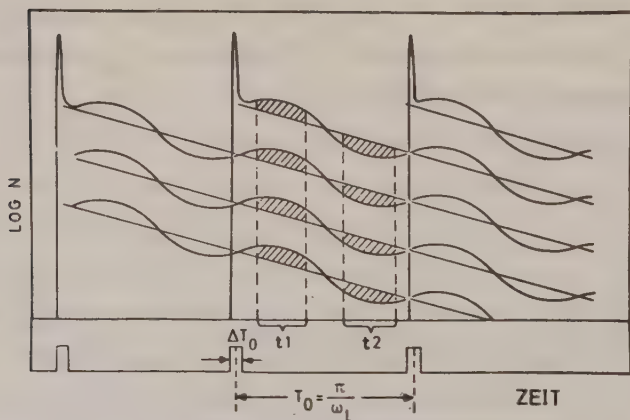


Abb. 2

Schematische Darstellung der kohärenten Überlagerung der Zerfallsintensitäten (Resonanzfall)

Beobachtet man die Strahlung stroboskopisch, so erhält man bei Variation des Magnetfeldes H und damit der Larmorfrequenz ω_L und bei Aufnahme der Strahlung in einem geeigneten Zeitintervall t_0 (siehe Abb. 2 und Gl. (II.13)) für den Verlauf der Intensität eine Lorentzkurve (ChrM70).

$$(II.9) \quad I(t, \theta, H, \tau, T_0) \sim 1 \pm R \cdot \frac{(\Delta \omega_{1/2})^2}{(\Delta \omega_{1/2})^2 + 4(\omega_L - \omega_{L0})^2}$$

mit

$$(II.10) \quad R = \frac{3 A_{22}}{4 + A_{22}}$$

und

$$(II.11) \quad \Delta \omega_{1/2} = \frac{1}{\tau} \quad .$$

Als Resonanzbedingung für die gleichphasige Überlagerung der modulierten Intensitäten erhält man

$$(II.12) \quad \omega_{L0} = \frac{m \cdot \pi}{T_0} \quad (m = 1, 2, 3 \dots)$$

Abb. 2 zeigt den Fall $m=1$.

Bei einer Detektorstellung von $\theta = \pm 45^\circ$ oder $\theta = \pm 135^\circ$ ist der Beobachtungszeitpunkt t_0 gemäß

$$(II.13) \quad t_0 = \frac{41 + 1}{m} \cdot \frac{T_0}{4} \quad \text{bzw.} \quad t_0 = \frac{41 + 3}{m} \cdot \frac{T_0}{4}$$

zu wählen mit $l = 0, 1, \dots, m-1$ (m gemäß Gl.(II.12))

Berücksichtigt man das Vorhandensein von Störfeldern, denen die angeregten Kerne ausgesetzt sind, durch Einsetzen von Gl.(II.7) in Gl.(II.8), so erhält man eine Verbreiterung und Amplitudenabnahme für die Resonanzkurve als Funktion der Relaxationszeit τ_{Rel} :

$$(II.14) \quad R = \frac{3 A_{22}}{4 + A_{22} + 4 \cdot \tau / \tau_{\text{Rel}}}$$

und

$$(II.15) \quad \Delta \omega_{1/2} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{\text{Rel}}}$$

Man benutzt im Experiment wieder zwei Detektoren, die in einem Winkel von 90° zueinander stehen, und bildet das Doppelverhältnis

$$(II.16) \quad \frac{Z_1 \cdot Y_2}{Z_2 \cdot Y_1} = 1 \pm R' \cdot \frac{(\Delta \omega_{1/2})^2}{(\Delta \omega_{1/2})^2 + 4 (\omega_L - \omega_{L0})^2}$$

Y_1, Y_2, Z_1, Z_2 sind die Zählraten aus den Detektoren Y ($\theta_Y = \pm 45^\circ$ oder $\pm 135^\circ$) und Z ($\theta_Z = \theta_Y \pm 90^\circ$) in den Zeitintervallen $t_1 = 1/4 T_0$ und $t_2 = 3/4 T_0$ (für $m=1$, s.Gl. (II.12)).

Die Resonanzamplitude R' ist etwa gleich

$$(II.17) \quad R' \approx 4 \cdot R ,$$

was sich leicht zeigen läßt, wenn man quadratische Glieder in R vernachlässigt.

Korrigiert man die Zählraten nicht auf Untergrund, so ändert dies den Resonanzeffekt (Joh72) :

$$(II.18) \quad R_U = R \cdot \frac{1}{1 + U/I} \quad .$$

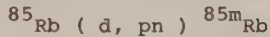
Für weitere Korrekturen an Gl. (II.9) bzw. Gl. (II.16), die durch Besonderheiten des jeweiligen Experimentes bestimmt werden, siehe z.B. (Heu72,Joh72,Wit71).

III. Experiment

III.1 Strahl, Target, Magnetfeld und Detektoren

III.1.1 Strahl

Das $9/2^+$ -Niveau in ^{85}Rb ($T_{1/2} = 1015 \pm 1 \text{ ns}$ (Mild72)) wurde durch die Reaktion



mit dem Deuteronen-Strahl des Erlanger Tandembeschleunigers bevölkert. Bei beiden Messungen (TDPAD und SOPAD) betrug die Energie der Deuteronen ca. 11 MeV. Durch elektrostatische Ablenkung und Einfügen von Blenden wurde der Strahl gepulst. Bei der zeitlich differentiellen Methode betrug der Pulsabstand $T_0 = 10 \mu\text{s}$ bei einer Pulsbreite ΔT_0 von etwa 300 ns. Die entsprechenden Zeiten bei der stroboskopischen Methode waren $T_0 = 200 \text{ ns}$ und $\Delta T_0 \approx 8 \text{ ns}$.

III. 1.2. Target

Die Behandlung des Targetmaterials erforderte sehr große Sorgfalt, da die γ -Zerfallsenergie des $9/2^+$ - Niveaus in ^{85}Rb 514 keV (MedB74) beträgt und daher die Anregung eines β^+ -Strahlers verhindert werden mußte, damit keine 511 keV-Vernichtungsstrahlung als Untergrund das Experiment erschwerte. Reines ($\geq 99.8\%$ Rb), natürliches Rubidium

(72.15 % ^{85}Rb), das in verschlossenen Glasampullen geliefert wurde, wurde unter Edelgasatmosphäre in die Vertiefung eines Zylinders aus VA-Stahl gegossen. Ein kreisrundes Stück Tantalfolie (4.4 mg/cm^2) wurde mit einem dünnen Kupferring als Dichtung von einem ringförmigen Stahlflansch fest auf den Zylinderrand gepresst, sodaß das Targetmaterial vakuumdicht unter der Tantalfolie verschlossen war (siehe Abb.3).

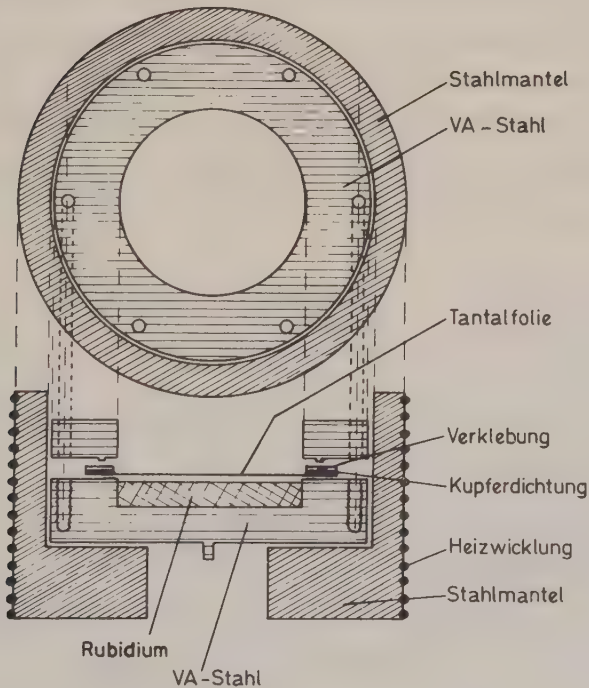


Abb. 3

Targethalterung und -heizung

Ein Stahlmantel mit schraubenförmig eingefräster Nut, in der ein ummanteltes Thermokoaxialkabel¹⁾ um den Stahlmantel gewickelt wurde, diente als Ofen für den beschriebenen Targetbehälter. Mit Gleichstrom durch den Heizleiter wurde das Targetmaterial über den Schmelzpunkt ($T_S(\text{Rb}) = 38.7^\circ\text{C}$) auf ca. 80°C aufgeheizt. Dadurch sollte eine mögliche Relaxation des Kernalignments durch Strahlenschäden im Festkörper verhindert werden (San74).

Der beschriebene Ofen mit dem (dicken) Target befand sich, befestigt an zwei Messingstangen, im Innern eines evakuierten 2" - Glasrohres. Das Glasrohr war zur Vorsicht durch eine dünne Tantalfolie vom Beschleunigervakuum getrennt und am Ende von einem Flansch mit Pumpanschluß und isolierten Durchführungen für Heizstrom und Thermoelement verschlossen (siehe auch Abb.4).

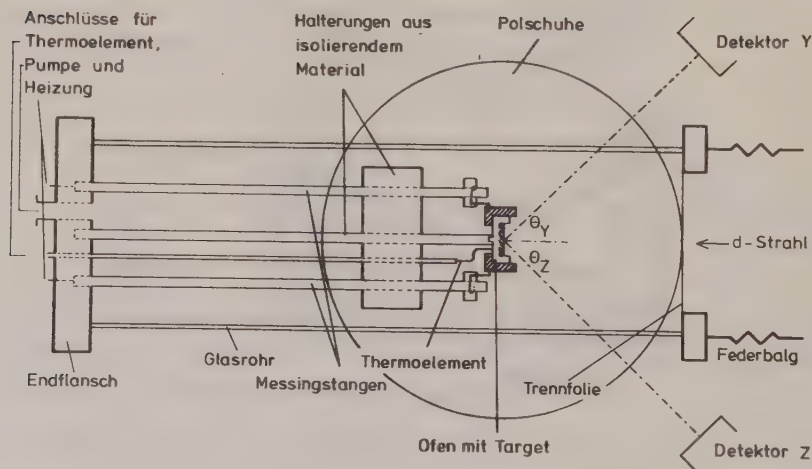


Abb. 4
Experimenteller Aufbau

¹⁾ Miniatur-Mantel-Heizleiter, Typ 1NcI10, Fa. Philips

III.1.3 Magnetfeld

Das Glasrohr mit dem Target befand sich zwischen den Polschuhen eines Magneten. Bei der Spinrotationsmessung betrug das Magnetfeld 695 ± 3 Oe, bei der Stroboskopiemessung wurde es zwischen ca. 2.1 und 2.7 kOe variiert. An die Achse des automatischen Magnetfeldsweeps des Magnetnetzgerätes wurde ein Potentiometer mechanisch angekoppelt. Durch geeignete Wahl der an dieses Potentiometer angelegten Spannung konnte eine optimale Anpassung an die Eingangsempfindlichkeit des verwendeten Vielkanalanalysators erreicht werden (siehe auch Abb. 6). Die Eichung des Magnetfeldes mit einer Protonenresonanzsonde ergab eine maximale Abweichung von 5 Oe von der Eichgerade infolge der Hysterese. Dies wurde bei der Fehlerberechnung für den g-Faktor berücksichtigt.

III.1.4 Detektoren

Die γ -Strahlung wurde bei allen Messungen mit zwei thallium-dotierten NaI-Szintillationskristallen von je 1.5" Durchmesser und 1.5" Dicke nachgewiesen, die direkt auf Fotomultiplier vom Typ 56DVP-03A aufmontiert waren.

Die zwei Detektoren lagen bei der TDPAD-Messung asymmetrisch ($\theta_Y = 60^\circ$, $\theta_Z = -30^\circ$), bei der SOPAD-Messung symmetrisch zur Strahlachse mit einem Winkel von 90° zueinander.

III.2 Meßelektronik

Die Abbildungen 5 und 6 zeigen die Blockschaltbilder für den Aufbau der Meßelektronik bei den TDPAD- bzw. SOPAD-Messungen.

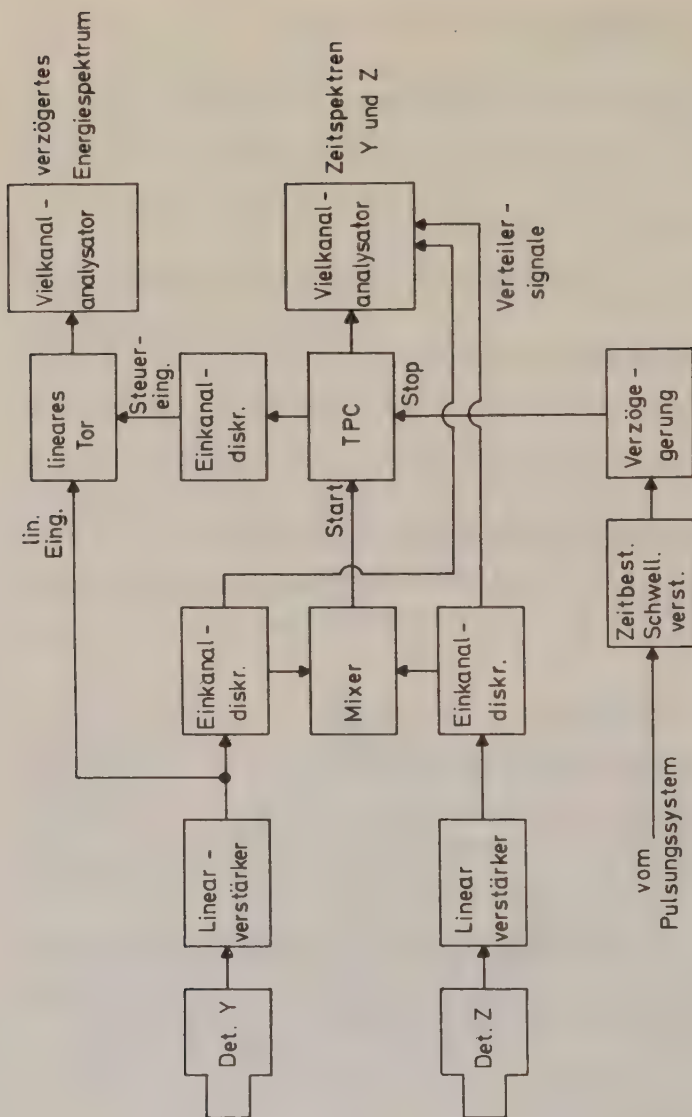


Abb. 5

Blockschaltbild der Meßelektronik für die TDPAD-Messungen

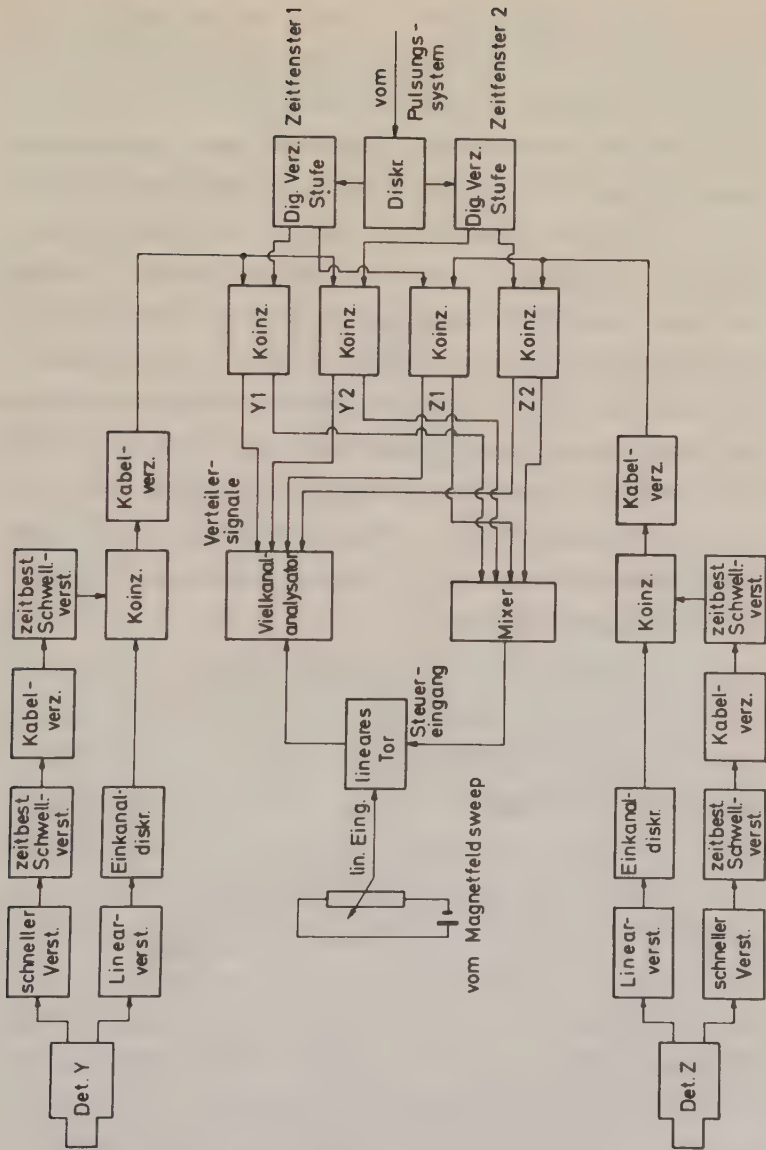


Abb. 6

Blockschaltbild der Meßelektronik zur stroboskopischen Betrachtung der γ -Strahlung

Die verwendete Meßelektronik war der, wie sie z.B. in (Heu72,Joh72,Loe72) beschrieben wurde, sehr ähnlich. Aus den verstärkten Multipliersignalen blenden zwei Einkanaldiskriminatoren ein "Energiefenster" aus. Die erhaltenen Einheitssignale steuern einerseits die Verteilung in die Vielkanalanalysatorbereiche und starten zum anderen einen Zeit-Amplitudenwandler (TPC), der von den periodisch wiederkehrenden Signalen vom Strahlpulsungssystem gestoppt wird. Der TPC liefert so Signale, deren Größe der Zeit zwischen einem registrierten γ -Zerfall und dem nächstfolgenden Signal vom Pulsungssystem proportional ist ("Zeitachse von rechts nach links"). Durch einen Einkanaldiskriminator läßt sich aus den TPC-Signalen ein "Zeitfenster" ausblenden, während dessen über ein lineares Tor sich ein zeitverzögertes Energiespektrum aufnehmen läßt.

Wegen der bei der SOPAD-Messung auftretenden kürzeren Zeiten ($T_0 = 200 \text{ ns}$, $\Delta T_0 = 8 \text{ ns}$) war es erforderlich, die zeitgenauen Signale aus den Photomultiplierbasen mit den Energiesignalen in Koinzidenz zu bringen (sog. "slow-fast-Koinzidenz"). Vier Koinzidenzstufen zwischen den Signalen aus den zwei slow-fast-Kreisen einerseits und den digitalen Verzögerungsstufen, welche die zwei Zeitfenster festlegen, andererseits liefern Verteilersignale für den Vielkanalanalysator und das Steuersignal für ein lineares Tor. Am linearen Eingang dieses Tores liegt ein Signal an, dessen Größe in einem festen Verhältnis zum momentanen Magnetfeld steht. Im Vielkanalanalysator werden so die Signale aus den vier Koinzidenzstufen nach der Größe des Magnetfeldes einsortiert. (Zählraten $Y1, Y2, Z1$ und $Z2$, siehe Gl.(II.16)).

IV. Meßergebnisse

IV.1 Meßkurven und Fitergebnisse

Die nächsten Bilder zeigen die nach Gl.(II.5) bzw. Gl.(II.16) aufbereiteten Meßdaten und als durchgezogene Kurve das jeweilige Fitergebnis.

In Abb. 7 ist ein Ausschnitt aus dem Niveauschema des Kernes ^{85}Rb eingefügt. Der $9/2^+$ -Zustand zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von $T_{1/2} = 1015 \pm 1 \text{ ns}$ (MilD72) über einen $M2$ - γ -Übergang von 514 keV (MedB74) in den $5/2^-$ -Grundzustand. Die zwei Zeitspektren aus den Detektoren Y und Z wurden nach Abzug des als zeitlich konstant angenommenen Untergrundes gemäß Gl.(II.5) aufbereitet. Nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wurde entsprechend Gl.(II.6) die Funktion $R(t) = b_2 \cdot \cos 2(\theta - \omega_L t)$ angepaßt. Freie Fitparameter waren b_2 , θ , ω_L und ein Entzerrungspolynom 4. Grades, welches vor allem eventuelle Zeitabhängigkeiten des Untergrundes ausgleichen sollte, die in Gl.(II.6) nicht berücksichtigt sind. Das Ergebnis ist in Abb. 7 zu betrachten. Der Fit ergab eine Larmorfrequenz von

$$\omega_L = 4.525 \pm 0.095 \text{ Mr/s} ,$$

was bei dem angelegten Feld von $695 \pm 3 \text{ Oe}$ einem Wert von

$$g_{\text{unkorr.}}^{\text{TDPAD}} = + 1.36 \pm 0.03$$

entspricht. Das positive Vorzeichen resultiert gemäß der asymmetrischen Lage der Detektoren aus der Phase θ zur Zeit $t = 0$ und der Richtung des angelegten äußeren Magnetfeldes. Nach Abschluß unserer Messungen erfuhren wir von einer TDPAD-Messung von Bartsch et al. (BarL74), die den gleichen g -Faktor nach der Kernreaktion $^{85}\text{Kr}(d,n)^{85\text{m}}\text{Rb}$ gemessen haben. Das Ergebnis $g_{\text{unkorr.}} = 1.350 \pm 0.014$ stimmt innerhalb der Fehler mit obigem Wert überein.

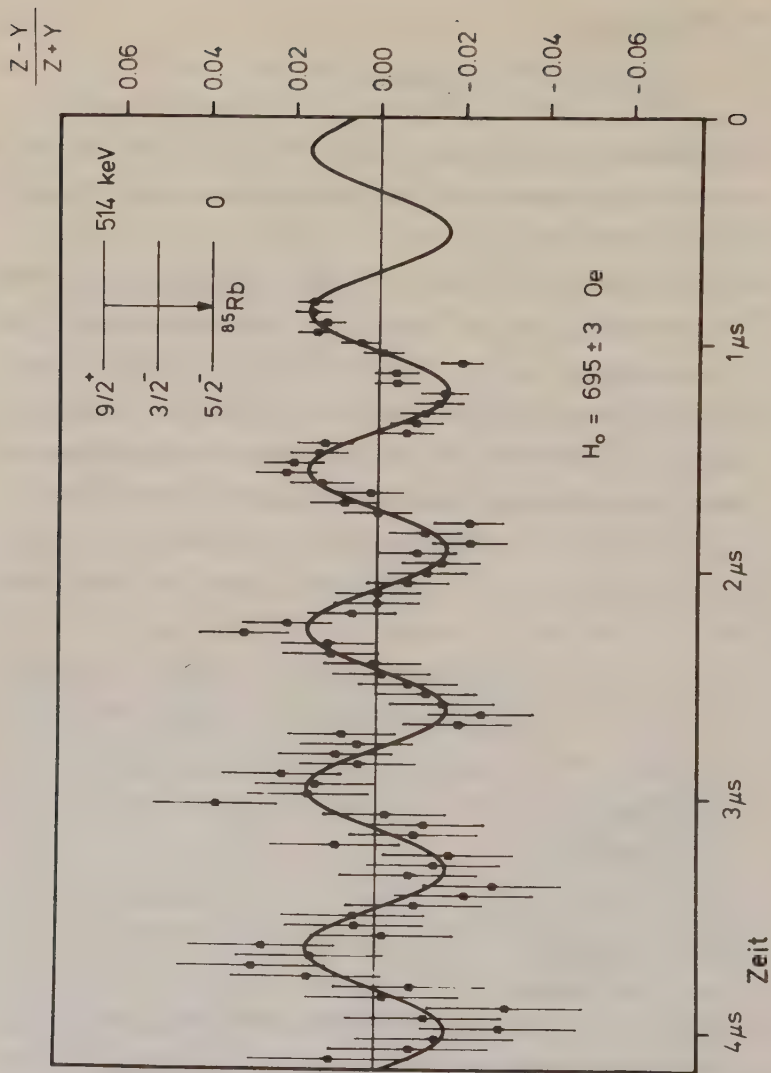


Abb. 7

Modulation der γ -Strahlungsintensität durch die Larmorpräzession der angeregten ^{85}Rb -Kerne im isomeren $9/2^+$ -Zustand.

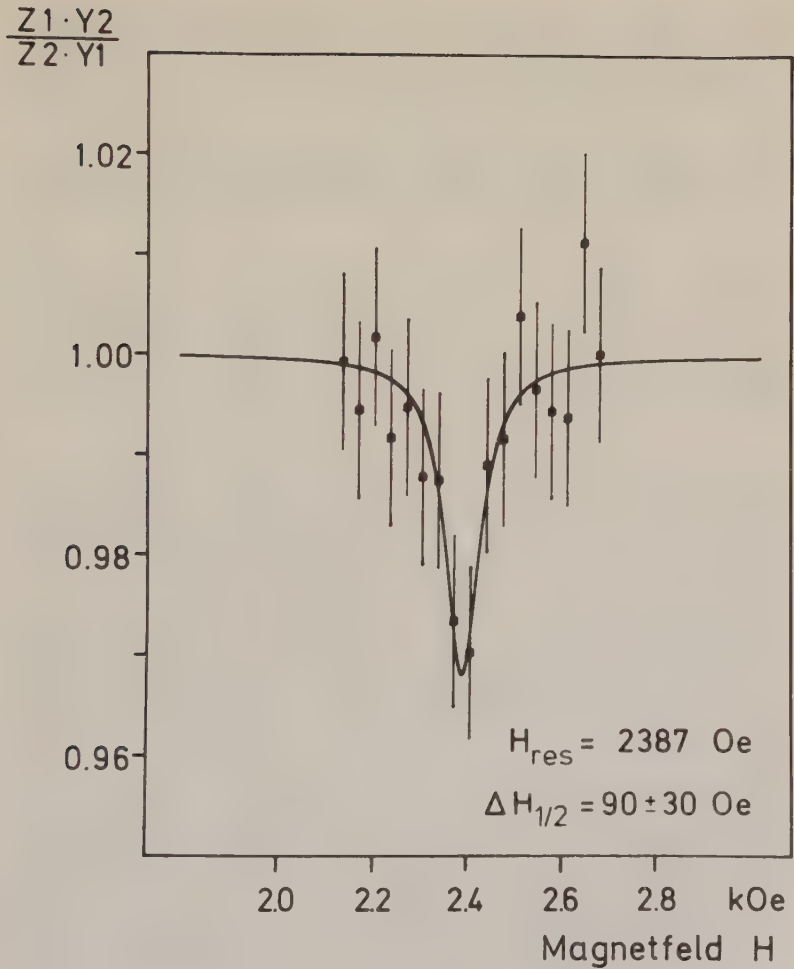


Abb. 8

Stroboskopische Resonanz der γ -Zerfallsintensität des $9/2^+$ -Zustandes in ^{85}Rb . Das Doppelverhältnis $Z1 \cdot Y2 / Z2 \cdot Y1$ ist nicht auf Untergrund korrigiert.

Die experimentellen Daten aus der Stroboskopiemessung wurden ohne Untergrundkorrektur entsprechend Gl.(II.16) ausgewertet. Das Ergebnis zeigt Abb. 8. Die eingezeichnete Lorentzkurve ist wieder das Ergebnis eines Least-Squares-Fit¹⁾. Die Resonanz liegt danach bei einem äußeren Magnetfeld von

$$H_{\text{Res}} = 2387 \pm 15 \text{ Oe.}$$

Mit dem in Kap. III.1.1 angegebenen Wert für die Pulsabstände $T_0 = 200 \text{ ns}$ und mit $m = 1$ in Gln.(II.12 und 13) entspricht das einem g-Faktor von

$$g_{\text{unkorr.}}^{\text{SOPAD}} = 1.374 \pm 0.010 .$$

Der angegebene Fehler berücksichtigt außer dem statistischen Fehler des Fits auch die Ungenauigkeit der Magnetfeldeichung infolge Hysterese. Die Linienbreite der Lorentzkurve ($\Delta H_{1/2} = 90 \pm 30 \text{ Oe}$) läßt im Rahmen des Fehlers auf keine Relaxation des Kernalignments schließen, was mit dem Ergebnis der Spinrotationsmessung (Abb. 7) übereinstimmt. Im Rahmen der TDPAD-Messungen wurde auch eine Messung bei ca. 170 K, also im festen Targetmaterial durchgeführt. Interessanterweise zeigte sich auch hier keine Relaxation des Alignments. Dies legt den Schluß nahe, daß die Mechanismen, die üblicherweise die Relaxation des Alignments der angeregten Kerne hervorrufen, deshalb ausgeschaltet sind, weil sich die ange-

¹⁾ Die Auswertung der Daten erfolgte mit den Programmen SRAP im Fall der Spinrotationsmessung und LOFIT für die Stroboskopiemessung an der PDP-15 des Physikalischen Instituts Erlangen (Joh75).

regten Rb-Kerne infolge der (d,pn)-Reaktion im eigenen Gitter befinden. Dies soll jedoch Inhalt weiterer Untersuchungen sein und sei hier nur am Rande erwähnt.

Eine gewichtete Mittelung aus beiden Messungen liefert als unkorrigierten Wert

$$g_{\text{unkorr.}} = 1.373 \pm 0.010 \quad .$$

IV.2 Korrektur des g-Faktors auf Knight-Shift und diamagnetische Abschirmung

Da das Magnetfeld am Kernort in nichtmagnetischen Metallen durch den Spinparamagnetismus der Leitungselektronen (Knight-Shift K) und diamagnetische Abschirmung σ durch die Rumpfelektronen gegenüber dem extern angelegten Magnetfeld verändert ist, muß bei der Berechnung des g-Faktors nach Gl.(II.1) folgende Korrektur angebracht werden :

$$(IV.1) \quad H_{\text{eff}} = H_{\text{ext}} \cdot (1 + K) \cdot (1 - \sigma)$$

Die Knightshiftkonstante K für Rubidium in der flüssigen Phase beträgt $K = \Delta H/H = (0.662 \pm 0.002) \cdot 10^{-2}$ (Dra67).

Für die diamagnetische Abschirmkonstante für Rb^{1+} wird der Wert $\sigma = (0.38 \pm 0.04) \cdot 10^{-2}$ (FeiJ69) angegeben. Damit erhält man aus Gl.(IV.1) und Gl.(II.1) den Wert des g-Faktors für den $9/2^{+}$ -Zustand in ^{85}Rb

$$\underline{g_{\text{korr.}} = + 1.369 \pm 0.010 \quad .}$$

V. Bemerkungen zum Stand der Theorie magnetischer Kernmomente

V.1 Einteilchenwert und Ziel dieses Kapitels

Der Berechnung magnetischer Momente hat eine große Zahl von Physikern mit zum Teil großen Erfolgen ihre Arbeitskraft gewidmet. Wenngleich eine Theorie zur genauen Berechnung magnetischer Momente bisher nicht angeboten wird, so scheinen doch die wichtigsten Tatsachen zur Erklärung der magnetischen Kernmomente heute verstanden zu sein.

Schmidt veröffentlichte erstmals eine Idee zur Berechnung magnetischer Kernmomente (Sch37). Ausgehend von dem experimentellen Ergebnis, daß alle Kerne mit gerader Protonen- und Neutronenzahl (gg-Kerne) im Grundzustand den Kernspin Null und alle Kerne mit ungerader Massenzahl (gu- oder ug-Kerne) halbzahligen Kernspin aufweisen, folgerte er, daß alle paarweise vorhandenen Nukleonen zum Drehimpuls Null koppeln und daß das unpaarige Nukleon den Kernspin $j=1\pm 1/2$ und das magnetische Moment μ des Kerns bestimmt. Aus diesem strengen Einteilchenmodell folgt für Kerne mit $j=1\pm 1/2$ der sogenannte "single-particle"- oder Einteilchenwert für das magnetische Dipolmoment (Sch37) :

$$(V.1) \quad \mu_{sp} = j \left(g_1 \pm \frac{1}{2j + 1} (g_s - g_1) \right)$$

(μ in Einheiten des Kernmagnetons μ_N)

Für g_1 wurden zunächst die klassisch berechneten Werte

$$(V.2) \quad \begin{aligned} g_1(\text{Proton}) &= + 1 \\ g_1(\text{Neutron}) &= 0 \end{aligned}$$

angenommen und für g_s die experimentell ermittelten Werte für die g -Faktoren der freien Nukleonen

$$(V.3) \quad \begin{aligned} g_s(\text{Proton}) &= + 5.5855 \\ g_s(\text{Neutron}) &= - 3.8263 \end{aligned}$$

Die Abweichung der g_s -Werte von der Voraussage der Dirac'schen Theorie ($g_s^D(\text{Proton}) = 2$, $g_s^D(\text{Neutron}) = 0$) ist durch die Wechselwirkung mit dem Mesonenfeld zu erklären.

Trägt man die Werte μ_{sp} Gl.(V.1) über j auf, so erhält man die bekannten Schmidt-Linien (z.B.(MayJ55)). Wenn auch kaum ein gemessener Wert auf diesen Schmidt-Linien liegt, so spiegeln sie doch grob die systematische Abhängigkeit der magnetischen Momente von $j=l\pm 1/2$ wider.

Im Laufe der Jahre hat man verschiedene Einflüsse diskutiert und berechnet, die die zum Teil doch erheblichen Abweichungen gemessener magnetischer Momente vom Einteilchenwert μ_{sp} erklären und größtenteils auch gut reproduzieren. Zu nennen sind hier Effekte durch Konfigurationsbeimischungen (δ_{μ}^{cp}), Spin-Bahn-Wechselwirkung (δ_{μ}^{LS}), mesonische Austauschströme (δ_{μ}^{mes}) und auch andere, deren Einfluß im Verhältnis zu den genannten jedoch in der Regel vernachlässigt wird.

Das magnetische Moment eines Kernzustandes wird dann geschrieben als

$$(V.4) \quad \mu = \mu^{sp} + \delta_{\mu}^{cp} + \delta_{\mu}^{LS} + \delta_{\mu}^{mes} + \delta_{\mu}^{andere} \quad .$$

Ein näheres Eingehen auf die einzelnen Beiträge soll die nächsten Kapitel füllen, ebenso Überlegungen zu der Frage, ob diese Beiträge in einen effektiven Einteilchenoperator renormiert werden können.

V.2 Beiträge zum magnetischen Moment infolge Konfigurations- beimischungen

Die Theorie der Konfigurationsbeimischung, auch magnetische Corepolarisation oder M1-Corepolarisation genannt, berücksichtigt die Tatsache, daß das ungepaarte Valenznukleon aufgrund der Restwechselwirkung mit dem Kernrumpf mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit eine Polarisation dieses Kernrumpfes hervorruft, von dem im strengen Einteilchenmodell angenommen wurde, daß in ihm alle Nukleonen paarweise zum Drehimpuls $j = 0$ gekoppelt sind. Blin-Stoyle und Perks (BliP54) sowie Arima und Horie (AriH54) veröffentlichten als erste ihre Rechnungen zu diesem Problem. Einer später veröffentlichten Arbeit von Noya, Arima und Horie (NoyA58) folgend soll der Gang der Überlegungen kurz skizziert werden.

Im strengen Einteilchenmodell sei Ψ_0 für einen ug- bzw. gu-Kern die Wellenfunktion des Grundzustandes, mit den Quantenzahlen j, m des ungepaarten Nukleons und einem Gesamtspin I_R des Rumpfes gleich Null infolge jj-Kopplung aller Rumpfnukleonen. Durch Restwechselwirkung des Leuchtnukleons mit Nukleonen des Rumpfes kommt es zu Teilchen-Loch-Anregungen. Durch Beimischung dieser Konfigurationen Ψ_n zur Einteilchenwellenfunktion wird die Gesamtwellenfunktion Ψ folgendermaßen geschrieben :

$$(V.5) \quad \Psi = (\Psi_0 + \sum_n \alpha_n \Psi_n) / (1 + \sum_n |\alpha_n|^2)$$

Hierbei bedeuten α_n die Beimischungsamplituden. Der Summationsindex n bezeichnet die verschiedenen Anregungsmöglichkeiten. Für die z -Komponente des Erwartungswertes des magnetischen Momentoperators $\hat{\mu}$ erhält man

$$(V.6) \quad \langle \hat{\mu} \rangle_z = \langle j, j; I_R=0 | \mu_z | j, j; I_R=0 \rangle + 2 \sum_n \alpha_n \langle j, j; I_R=0 | \mu_z | j, j; I_R=I \rangle_n ,$$

wenn man annimmt, daß in α_n quadratische Glieder vernachlässigt werden können. Auch sehr kleine Beimischungsamplituden α_n zum reinen Einteilchenwert haben erheblichen Einfluß auf das magnetische Moment $\mu = \langle \hat{\mu} \rangle_z$, auch wenn sie die Amplitude des Einteilchenzustandes wegen $\alpha_n^2 \ll 1$ nur geringfügig reduzieren. Der erste Term in Gl. (V.6) stellt den Erwartungswert des Einteilchenmodells dar. Mit

$$(V.7) \quad \hat{\mu} = (g_l \cdot \hat{l} + g_s \cdot \hat{s})$$

erhält man daraus den Schmidtwert Gl. (V.1).

Wegen der positiven Parität des magnetischen Momentoperators ergeben sich die Auswahlregeln

$$(V.8) \quad \Delta n = 0, \Delta l = 0 \text{ und } \Delta j = 0, 1 .$$

Nur solche Matricelemente liefern von Null verschiedene Beiträge zum magnetischen Moment, für die die Teilchen-Loch-Anregung zwischen $j_1=1+1/2$ und $j_2=1-1/2$ stattfindet ($I_R=1^+$). Die α_n werden als so klein angenommen, daß die Störungstheorie erster Ordnung ohne besondere Fehler angewendet werden kann.

Die Beimischungsamplituden werden dann durch

$$(V.9) \quad \alpha_n = - \langle n | \sum_{i < k} V_{ik} | 0 \rangle / \Delta E_n$$

gegeben, wo $\langle n |$ für die Anregung Nr. n steht, V_{ik} die Restwechselwirkung zwischen Nukleon Nr. i und Nr. k und ΔE_n die Energiedifferenz der Zustände $|n\rangle$ und $|0\rangle$ einschließlich der Paarungsenergie bezeichnet. Durch die Annahme von V_{ik} als reiner Zweiteilchenwechselwirkung mit extrem kurzer Reichweite und dementsprechend durch das Ansetzen mittels δ -Funktion erhalten Noya, Arima und Horie (NoyA58) relativ einfache Formeln für (V.6).

Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung läßt sich wie folgt schreiben :

$$(V.10) \quad V_{ik} = \left(\frac{1-\tau_{3,i}\tau_{3,k}}{4} \cdot \frac{3+\tau_{3,i}\tau_{3,k}}{2} V_s + \frac{3+\tau_{3,i}\tau_{3,k}}{4} \cdot \frac{1-\tau_{3,i}\tau_{3,k}}{2} V_t \right) \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_k)$$

V_s und V_t bezeichnen die Singulett- bzw. Tripletstärke der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Für sie wird ein Verhältnis von $V_t/V_s = 1.5$ angenommen (NoyA58). ($\tau_3 = \pm 1$ für Protonen bzw. Neutronen.)

Noya et al. (NoyA58) unterscheiden drei Typen der Rumpfpolarisation, für die die Beiträge δ_{μ}^{cp} zum magnetischen Moment unterschiedlich berechnet werden müssen. In Abb. 9 sind diese drei Typen skizziert.

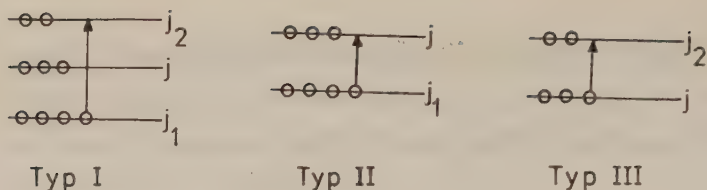


Abb. 9

Mögliche Konfigurationsbeimischungstypen für die Berechnung von $\delta\mu^{\text{CP}}$ nach Noya et al. (Noya58).

Bei Typ I erfolgt eine Teilchen-Lochanregung zwischen den Zuständen $j_1=l_1+1/2$ und $j_2=l_1-1/2$ infolge Restwechselwirkung mit dem ungepaarten Nukleon im Zustand j . j_1 und j_2 sind von j verschieden, die Nukleonen im Zustand j_1 und j_2 müssen von gleicher Art, aber nicht notwendig von der Art wie die im Zustand j sein.

Durch diese Anregung ergibt sich ein Beitrag zum magnetischen Moment der Größe

$$\begin{aligned}
 (V.11) \quad \delta\mu_I^{\text{CP}} = & - \frac{1+(-1)^{1+1/2-j}(j+1/2)}{2j+2} \cdot (g_s - g_l)_1 \cdot \\
 & \cdot p_1 \cdot (2j_2+1-p_2) \cdot \frac{1}{2(2l_1+1)} \cdot \\
 & \cdot \left\{ \begin{array}{c} 1/4 \, v_s \\ - \, v_s \end{array} \right\} \frac{I(n_1 l_1^2, n l^2)}{\Delta E} \cdot
 \end{aligned}$$

p_1 und p_2 bezeichnen die Zahl der Nukleonen im Zustand j_1 bzw. j_2 . ΔE ist die Energiedifferenz zwischen den Zuständen j_2 und j_1 , zuzüglich der Paarungsenergie im Zustand j_1 , also $\Delta E = E(j_2) - E(j_1) + P(j_1)$. In der geschweiften Klammer ist

$(1/4 V_s)$ für Wechselwirkung zwischen Teilchen unterschiedlicher Art und $(-V_s)$ für Teilchen gleicher Art einzusetzen. $I(n_1 l_1^2, n l^2)$ ist ein Integral über den Radialanteil der verwendeten Wellenfunktion und liegt für Oszillator- und Kastenpotential nach der Umrechnung

$$-V_s \cdot I(n_1 l_1^2, n l^2) = f(n_1 l_1^2, n l^2) \cdot C \cdot A^{-1/2}$$

tabelliert vor (NoyA58). C ist ein Stärkeparameter der Wechselwirkung und ist aus experimentell bestimmten Paarungsenergien zu berechnen :

$$P(j_1) = C \cdot (j_1 + 1/2) \cdot f(n_1 l_1^2, n_1 l_1^2) \cdot A^{-1/2} \quad .$$

Je nach Massenbereich liegen seine Werte zwischen 20 und 30 MeV.

Bei den zwei anderen Anregungstypen fällt der Zustand j_2 (Typ II) bzw. j_1 (Typ III) mit j zusammen. Dementsprechend kann bei diesen Typen die Anregung nur zwischen Teilchen gleicher Art stattfinden. Die Beiträge $\delta\mu_{II,III}^{cp}$ lauten

$$(V.12) \quad \delta\mu_{II}^{cp} = - \frac{1 + (-1)^{1+1/2-j} (j+1/2)}{2j+2} \cdot (g_s - g_1) \cdot$$

$$\cdot p_1 \cdot (2j-p) \frac{1}{2(1-1)(21+1)} \cdot (-V_s) \cdot \frac{I(n l^2, n l^2)}{\Delta E}$$

und

$$(V.13) \quad \delta\mu_{III}^{cp} = - \frac{1 + (-1)^{1+1/2-j} (j+1/2)}{2j+2} \cdot (g_s - g_1) \cdot$$

$$\cdot (2j_2+1-p_2) (p-1) \frac{1+1}{21(21+1)} \cdot (-V_s) \cdot \frac{I(n l^2, n l^2)}{\Delta E}$$

p , p_1 und p_2 bezeichnen die Zahl der Teilchen in den Zuständen j , j_1 und j_2 . Der Energienenner ist näherungsweise mit

$$\Delta E = E(j) - E(j_1) + P(j_1) \quad \text{für Typ II} \quad \text{und}$$

$$\Delta E = E(j_2) - E(j) + P(j) \quad \text{für Typ III} \quad \text{zu berechnen.}$$

Bei allen drei Typen gilt nach Gln. (V.2) und (V.3)

$$(V.14) \quad (g_s - g_l) = + 4.5855 \quad \text{für Protonen} \quad \text{und}$$

$$(g_s - g_l) = - 3.8263 \quad \text{für Neutronen.}$$

Durch diese Korrekturen $\mu^{\text{CP}}(1.0.) = \sum_n \delta\mu_{k,n}^{\text{CP}}$ zum Schmidt-

wert werden die experimentellen Werte für magnetische Momente wesentlich besser reproduziert. Rechnungen mit realistischeren Wechselwirkungspotentialen führen zu vergleichbaren numerischen Ergebnissen (MavZ66).

Enhancement- und Blockingeffekt

In den Ausdrücken $\delta\mu_k^{\text{CP}}$ Gln. (V.11-13) steht jeweils ein Faktor, der von den Besetzungszahlen p der an der Rumpfpolarisation beteiligten j -Zustände abhängt, und zwar

$$(V.15) \quad p_1 \cdot (2j_2 + 1 - p_2) \quad \text{für Typ I,}$$

$$p_1 \cdot (2j - p) \quad \text{für Typ II} \quad \text{und}$$

$$(2j_2 + 1 - p_2) \cdot (p - 1) \quad \text{für Typ III.}$$

Dieser statistische Faktor berücksichtigt einerseits die den Besetzungszahlen proportionale Anregungswahrscheinlichkeit

und verhindert zum anderen eine Verletzung des Pauliprinzips. Eine Zunahme der Teilchenzahl im Zustand j_1 bei Typ I und II bzw. im Zustand j bei Typ III erhöht die Wahrscheinlichkeit für die Corepolarisation (Enhancement), eine Zunahme der Teilchenzahl im Zustand j_2 bei Typ I und III bzw. j bei Typ II erniedrigt diese Wahrscheinlichkeit (Blocking). In Abschnitt VI.4 werden diese Effekte für die magnetischen Momente einiger $9/2^+$ -Zustände im Massenbereich $A = 70 - 120$ demonstriert.

V.3 Beiträge zum magnetischen Moment durch Zweikörper-Spin-Bahn-Wechselwirkung

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung für Nukleonen läßt sich wie folgt beschreiben (Bohm69) :

$$\begin{aligned}
 (V.16) \quad v^{LS} &= \sum_{i < k} v_k^{LS} = - \sum_{i < k} f(r_{ik}) \vec{L} \cdot \vec{S} \\
 &= -1/2 \sum_{i < k} f(r_{ik}) \left[(\vec{r}_i - \vec{r}_k) \times (\vec{p}_i - \vec{p}_k) \right] \cdot (\hat{s}_i - \hat{s}_k)
 \end{aligned}$$

Ist ein äußeres Vektorpotential $\vec{A} = 1/2 (\vec{H} \times \vec{r})$ vorhanden, so folgt aus der Substitution $\vec{p} \rightarrow \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}$ in Gl. (V.16) eine Zusatzenergie, die man als Beitrag δ_μ^{LS} zum magnetischen Moment interpretieren kann :

$$(V.17) \quad v^{LS(H)} = - \sum_{i < k} f(r_{ik}) \vec{L} \cdot \vec{S} - \delta_\mu^{LS} \cdot \vec{H}$$

mit

$$\begin{aligned}
 (V.18) \quad \delta_\mu^{LS} &= \sum_{i < k} \hat{\mu}_{ik}^{LS} = \\
 &= \sum_{i < k} \frac{f(r_{ik})}{2c} \left[\left\{ (e_i \vec{r}_i - e_k \vec{r}_k) (\vec{r}_i - \vec{r}_k) \right\} \cdot (\hat{s}_i + \hat{s}_k) \right. \\
 &\quad \left. - \left\{ (e_i \vec{r}_i - e_k \vec{r}_k) (\hat{s}_i + \hat{s}_k) \right\} \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_k) \right]
 \end{aligned}$$

Diesen Ausdruck kann man nach Bohr und Mottelson (Bohm69) in Terme proportional zu den Erwartungswerten von $\hat{s}$ und $(i^2 \hat{s} Y_2)^1$ aufspalten, wo $(i^2 \hat{s} Y_2)^1$ den bei Kopplung von $\hat{s}$ mit Y_2 entsprechenden Tensoroperator vom Rang 1 bezeichnet (siehe auch Gl. (V.29)) :

$$(V.19) \quad \delta_\mu^{LS} = \delta g_s^{LS} \langle \hat{s} \rangle + \delta g_p^{LS} \langle i^2 (\hat{s} Y_2)_z^1 \rangle$$

Wenn man die Zustands- und Rumpfabhängigkeit von $\delta_{g_s}^{LS}$ und $\delta_{g_p}^{LS}$ aufgrund der Radialintegrale vernachlässigt, so folgt nach Chemtob (Che69) in grober Näherung

$$(V.20) \quad \delta_{g_s}^{LS} \approx 0.07 \quad \text{und} \quad \delta_{g_p}^{LS} \approx 0.17 \quad \text{für ein unpaariges}$$

Proton sowie

$$\delta_{g_s}^{LS} \approx -0.04 \quad \text{und} \quad \delta_{g_p}^{LS} \approx 0.10 \quad \text{für ein unpaariges}$$

Neutron.

V.4 Beiträge zum magnetischen Moment infolge mesonischer Austauschströme

Die ersten Versuche, die Abweichungen magnetischer Kernmomente von den Schmidt-Linien zu erklären, wurden auf der Basis der Mesonentheorie unternommen. So berechnete z.B. Miyazawa (Miy51) eine Abweichung vom g_1 -Wert des freien Nukleons aufgrund mesonischer Austauschströme zu $\delta g_1 = 0.1 \cdot \tau_3$. Damit konnten die Abweichungen magnetischer Momente vom Schmidt-Wert jedoch keineswegs quantitativ erklärt werden. Angesichts der großen Erfolge der Konfigurationsbeimischungstheorien gerieten diese Überlegungen mehr oder weniger in Vergessenheit. Durch empirische Bestätigung dieses Wertes (YamN70) wurde die Diskussion neu entfacht.

Nach Wahlborn und Blomqvist (WahB69) kann der Anteil der mesonischen Austauschströme am Bahn-g-Faktor innerhalb des Fermigas-Modells mit

$$(V.21) \quad \delta g_1^{\text{mes}} = \frac{ef^2}{16\pi^2 k^3} \left[(k^2 + k_F^2 + m_\pi^2) \cdot \ln \frac{(k+k_F)^2 + m_\pi^2}{(k-k_F)^2 + m_\pi^2} - 4kk_F \right] \cdot \tau_3$$

ausgedrückt werden.

Dabei bedeuten f die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, m_π die Masse des Pions und $\hbar k_F$ den Fermi-Impuls. Ebenso werden Formeln für δg_s^{mes} und δg_p^{mes} angegeben, mit denen der mesonische Beitrag zum magnetischen Moment renormiert werden kann :

$$(V.22) \quad \hat{\mu}^{\text{mes}} = \delta g_\ell^{\text{mes}} \hat{\ell} + \delta g_s^{\text{mes}} \hat{s} + \delta g_p^{\text{mes}} (i^2 \hat{s} \hat{Y}_2)^1$$

Setzt man zur Abschätzung von $\delta g_\ell^{\text{mes}}$ $k=k_F=1.2 \text{ fm}^{-1}$, so erhält man mit $m_\pi = 0.707 \text{ fm}^{-1}$ und $f^2 = 0.32$

$$(V.23) \quad \delta g_\ell^{\text{mes}} = + 0.10 \cdot \tau_3 \quad .$$

Den in 1.Ordnung berechneten Werten für $\delta g_s^{\text{mes}} = +0.14 \cdot \tau_3$ und $\delta g_p^{\text{mes}} = +0.10 \cdot \tau_3$ darf keine allzu große Bedeutung beigemessen werden, da der Spinanteil des magnetischen Moments durch Ein-Pion-Austausch stark von kurzreichweitigen Zwei-Nukleonen-Korrelationen abhängt (Nym67).

Der isovektorielle Charakter der mesonischen Beiträge zum magnetischen Moment rührt von der Annahme her, daß Protonen wie Neutronen die gleiche Rolle spielen. Diese für das Fermi-Gas gültige Annahme gilt vor allem für schwere Kerne ($N > Z$) nicht mehr. In δg^{mes} tritt ein isoskalarer Anteil auf. Setzt man in Gl.(V.21) zur Berechnung von $\delta g_\ell^{\text{mes}}$ (Proton) $k=k_F$ (Proton) und $k_F=k_F$ (Neutron) ein und das ganze umgekehrt zur Berechnung von $\delta g_\ell^{\text{mes}}$ (Neutron), so erhält man

$$(V.24) \quad \frac{\delta g_\ell^{\text{mes}} \text{ (Proton)}}{\delta g_\ell^{\text{mes}} \text{ (Neutron)}} = - \left(\frac{k_F \text{ (Neutron)}}{k_F \text{ (Proton)}} \right)^3 = - \frac{N}{Z} \quad .$$

Beziehung (V.24) ist in der ^{208}Pb - Gegend annähernd bestätigt ($= -1.6 \pm 0.8$ (Kli75) im Vergleich zum theoretischen Wert $-N/Z \approx -1.5$), für leichte Kerne ist der isovektorielle Charakter in etwa erfüllt (Nag72).

V.5 Andere Beiträge zum magnetischen Kernmoment

Zu nennen wären hier z.B. Beiträge durch Rumpfpolarisation höherer Ordnung. Gedanken über Renormierbarkeit (siehe Kap.V.7) und Größe dieser Beiträge nebst einer Zusammenstellung von Werten $\delta_{\mu}^{\text{CP}}(2.0.)$ finden sich in einer Arbeit von Klinger (Kli75). Ferner ist gegebenenfalls durch sukzessive Anwendung der Additionsregel Gl.(V.25) zu berücksichtigen, daß sich das ungepaarte Nukleon durchaus nicht immer in einem reinen Schalenmodellzustand befindet. Konfigurationen benachbarter Schalenmodellzustände wie auch kollektiver Anregungen können der Hauptkonfiguration beigemischt sein. Als weitere Stichworte seien genannt Berechnungen des magnetischen Momentes im deformierten Potential und relativistische Korrekturen zum magnetischen Moment. Ein näheres Eingehen auf die genannten Beiträge würde den Rahmen dieser Arbeit übersteigen.

V.6 Additivität magnetischer Momente

Der g-Faktor eines Zwei-Teilchen-Zustandes, in dem zwei Nukleonen mit den Drehimpulsen j_1 und j_2 zum Gesamtdrehimpuls $J = j_1 + j_2$ koppeln, ist im Einteilchenmodell gegeben durch (Ell57) :

$$(V.25) \quad g(j_1 \otimes j_2; J) = \frac{1}{J} \langle J | g_1 j_1 + g_2 j_2 | J \rangle_{J, J_z=J} =$$

$$= \frac{1}{2} (g_1 + g_2) + \frac{j_1(j_1+1) - j_2(j_2+1)}{2J(J+1)} (g_1 - g_2) ,$$

wo g_1 und g_2 die g-Faktoren der zwei Teilchenzustände j_1 und j_2 sind.

Kommt der Zustand durch Kopplung von n Teilchen zustande, die in den Quantenzahlen l und j übereinstimmen, so folgt aus Gl.(V.25)

$$(V.26) \quad g(J) = g(j^n) = g(j)$$

Der g-Faktor des Vielteilchenzustandes ist also gleich dem des Einteilchenzustandes, gleichgültig, zu welchem Gesamtspin J die Teilchen koppeln. Die Additivität magnetischer Momente Gl.(V.25) ist im gesamten Massenbereich gut bestätigt, selbst wenn die magnetischen Kernmomente vom Einteilchenwert erheblich abweichen. (Siehe dazu eine Zusammenstellung in (Kli75).)

Im vorliegenden Fall läßt sich das magnetische Moment des $9/2^+$ -Zustandes in ^{85}Rb mit dem des 8^+ -Zustandes in ^{90}Zr vergleichen, welches nach Vervier (Ver66) ein reiner Zwei-Proton- $1g_{9/2}$ -Zustand ist mit kleinen Corepolarisationsbeimischungen. Korrigiert man beide experimentellen Werte auf Einflüsse durch Corepolarisation und Spinbahnwechselwirkung (siehe Tabelle 1), so ergibt sich

$$g(^{90}\text{Zr}(1g_{9/2}^2)8^+) = + 1.604 \pm 0.030$$

$$g(^{85}\text{Rb}(1g_{9/2}^1)9/2^+) = + 1.594 \pm 0.024 \quad .$$

Die angegebenen Fehler setzen sich aus den experimentellen Fehlern und einer angenommenen Unsicherheit von 10% für die berechneten Korrekturen zusammen. Die gute Übereinstimmung stützt die Annahme, daß im Fall des ^{85}Rb kollektive Anregungen vernachlässigt werden können, falls nicht ausgerechnet eine Verletzung der Additivität von solchen Effekten kompensiert wird, was sicher als sehr unwahrscheinlich angesehen werden darf.

V.7 Überlegungen zur Renormierbarkeit der Beiträge zum magnetischen Moment

Fast alle Beiträge zum magnetischen Moment (Abschnitte V.2-V.4) können in einen effektiven Einteilchenoperator renormiert werden, wie im einzelnen noch zu zeigen sein wird. Einen wichtigen Hinweis hierfür liefert bereits die aufgrund experimenteller Daten als gesichert zu betrachtende Additionsregel Gl.(V.25). Renormierbarkeit soll hier heißen, daß durch Einführen effektiver g-Faktoren im Einteilchenoperator die Beiträge aus Gl.(V.4) zum magnetischen Moment so berücksichtigt werden können, daß der Erwartungswert des effektiven magnetischen Momentoperators, gebildet mit dem reinen Einteilchenzustand, das korrigierte magnetische Moment ergibt. Mit den Überlegungen dieses Kapitels folge ich einer Arbeit von Klinger (Kli75).

Mit

$$(V.27) \quad \hat{\mu} = g_{\ell}^{\text{eff}} \cdot \hat{\ell} + g_s^{\text{eff}} \cdot \hat{s} + g_p \cdot (i^{2\hat{s}Y_2})^1$$

ist der allgemeinste Einteilchenoperator gegeben, der die Symmetrieeigenschaften des magnetischen Momentes besitzt (Bohm69, BodR64). Dabei bezeichnet $(i^{2\hat{s}Y_2})^1$ den Tensoroperator vom Rang 1, der durch Kopplung von $\hat{s}$ mit Y_2 entsteht.

Für ein Teilchen im Zustand $j = \ell \pm 1/2$ folgt daraus :

$$(V.28) \quad \mu = j \left[(g_{\ell} + \delta g_{\ell}) \pm \frac{(g_s + \delta g_s) - (g_{\ell} + \delta g_{\ell})}{2\ell + 1} \right] + g_p \langle (i^{2\hat{s}Y_2})^1_z \rangle$$

Gegenüber dem Schmidtwert Gl.(V.1) sind statt der g-Faktoren des freien Teilchens effektive g-Faktoren $g_{\ell}^{\text{eff}} = g_{\ell} + \delta g_{\ell}$ und $g_s^{\text{eff}} = g_s + \delta g_s$ eingesetzt und der Tensorterm $g_p \langle (i^{2\hat{s}Y_2})^1_z \rangle$ hinzugefügt worden. Der Erwartungswert des Tensorterms ist gegeben durch

$$(V.29) \quad \langle (i^{2\hat{s}Y_2})^1_z \rangle = \frac{1 - (-1)^{1/2 + \ell - j} (j + 1/2)}{4 \sqrt{2\pi} \cdot (j + 1)}$$

Unter Annahme der Renormierbarkeit aller aufgeführten Beiträge aus den Abschnitten V.2 - V.4 erhält man

$$(V.30) \quad \begin{aligned} \delta g_{\ell} &= \delta g_{\ell}^{\text{mes}} + \delta g_{\ell}^{\text{cp}}(1.0.) + \delta g_{\ell}^{\text{cp}}(\text{h.o.}) \\ \delta g_s &= \delta g_s^{\text{mes}} + \delta g_s^{\text{cp}}(1.0.) + \delta g_s^{\text{cp}}(\text{h.o.}) + \delta g_s^{\text{LS}} \\ g_p &= \delta g_p^{\text{mes}} + \delta g_p^{\text{cp}}(1.0.) + \delta g_p^{\text{cp}}(\text{h.o.}) + \delta g_p^{\text{LS}} \end{aligned}$$

Zur Renormierbarkeit der einzelnen Beiträge sei auf folgendes hingewiesen :

Die Beiträge $\delta_{\mu}^{\text{CP}}(1.0.)$ lassen sich folgendermaßen umformen :

$$(V.31) \quad \delta_{\mu_k}^{\text{CP}}(1.0.) = \frac{1+(-1)^{1/2+\ell-j}(2j+1)}{4(j+1)} \cdot 2K_k + \\ + \frac{2-(-1)^{1/2+\ell-j}(2j+1)}{8\sqrt{2\pi} \cdot (j+1)} \cdot \sqrt{2\pi} \cdot K_k$$

(k = I, II, III)

Dies läßt sich wiederum schreiben als

$$(V.32) \quad \delta_{\mu_k}^{\text{CP}}(1.0.) = 2K_k \langle \hat{s} \rangle + \sqrt{2\pi} K_k \langle (i^2 \hat{s} y_2)_z^1 \rangle ,$$

womit die Frage nach der Renormierbarkeit auf eine Betrachtung der Größen K_k beschränkt wird.

Die Größen K_k sind proportional zu $(g_s - g_\ell) \cdot (-v_s) \frac{I(nl^2, nl^2)}{\Delta E}$

und zu den jeweiligen statistischen Faktoren aus Gl. (V.15).

Über das Radialintegral sind alle K_k vom jeweiligen Zustand j abhängig. Der statistische Faktor des Typs I ist unabhängig von der Besetzungszahl p des Zustandes j und $\delta_{\mu_I}^{\text{CP}}$ kann somit durch zustands- und rumpfabhängige Größen $\delta g_s^{\text{CP}}(1.0.)$ und $\delta g_p^{\text{CP}}(1.0.)$ renormiert werden. In den statistischen Faktoren des Typs II und III (Gl. (V.15)) taucht jedoch die Besetzungszahl p des Zustandes j auf, d.h. K_{II} und K_{III} hängen vom Rumpf, vom Zustand j und von dessen Besetzungszahl p ab, wodurch diese Beiträge zum magnetischen Moment nicht renormierbar sind.

Die Renormierbarkeit der Beiträge infolge Spin-Bahn-Wechselwirkung geht aus Gl. (V.19) hervor, desgleichen für die mesonischen Beiträge aus Gl. (V.22).

VI. Diskussion

Im folgenden wird untersucht, welche Ergebnisse aus den Überlegungen der vorangegangenen Kapitel für den gemessenen g-Faktor des $9/2^+$ -Zustandes in ^{85}Rb zu erhalten sind und welchen Beitrag der gemessene Wert zur empirischen Stützung des Wertes $\delta g_{\ell}^{\text{mes}} \approx 0.1 \cdot \tau_3$ liefern kann.

VI.1 Konfiguration des $9/2^+$ -Zustandes in ^{85}Rb

Als wahrscheinlichste Konfiguration für den isomeren $9/2^+$ -Zustand des ^{85}Rb wird die Konfiguration $\pi[(2p_{3/2})^4, (1f_{5/2})^4, (1g_{9/2})^1]; \nu[(2p_{1/2})^0, (1g_{9/2})^{10}]$ angenommen. Dafür sprechen außer dem Schalenmodell die Systematik der $9/2^+$ -Zustände im Massenbereich $A=70$ bis $A=90$ (SunM52). Für die Reinheit des $9/2^+$ -Zustandes spricht außerdem die Additionsregel für die magnetischen Momente (siehe Abschnitt V.6).

VI.2 Korrekturen am Einteilchenwert durch Core-Polarisation und LS-Kraft

Aus dem strengen Einteilchenmodell erhält man nach Gl.(V.1)

$$\mu_{\text{sp}}(1g_{9/2}) = + 6.7928 \quad (\text{in Einheiten von } \mu_N),$$

was einem g-Faktor von

$$(VI.1) \quad g_{\text{sp}}(1g_{9/2}) = + 1.5095$$

entspricht. Die Abweichung vom experimentellen Wert $g = + 1.369 \pm 0.010$ ist erheblich.

Die Beiträge zum magnetischen Moment aufgrund der Rumpfpolarisation wurden nach den Formeln von Noya, Arima und Horie (NAH) (NoyA58) Gln.(V.11-13) unter Verwendung eines harmonischen Oszillatorpotentials berechnet. Der Stärkeparameter C der Wechselwirkung wurde mit $C = 30$ MeV eingesetzt.

Berechnet man den Stärkeparameter C für jede Anregung getrennt aus den jeweiligen Paarungsenergien, so ergibt das für C Werte zwischen 27 und 33 MeV. In der Summe der Beiträge ergibt dies eine Abweichung von 1-2% von den Werten, die aus Rechnungen mit $C = 30$ MeV resultieren, was weit innerhalb der ohnehin angenommenen Unsicherheit von 10% für die Werte $\delta_{\mu}^{CP}(1.O.)$ liegt. Das gleiche gilt für alle Kerne im betrachteten Massenbereich, für die im weiteren Corepolarisationsbeiträge berechnet werden.

Mit der in VI.1 angegebenen Konfiguration für den $9/2^+$ -Zustand in ^{85}Rb erhält man so

$$\delta_{\mu}^{CP}(1.O.) = - 0.968 \quad \text{oder}$$

$$\delta_g^{CP}(1.O.) = - 0.215 .$$

Der Beitrag δ_g^{LS} infolge Spin-Bahn-Wechselwirkung wird unter Vernachlässigung der Zustandsabhängigkeiten nach der Formel

$$(VI.2) \quad \delta_g^{LS} = \mp 0.05 \cdot \frac{2j+1}{j(2j+2)}$$

für Zustände mit $j = 1 \pm 1/2$ berechnet (Che69). (Gl.(VI.2) ist mit Gl.(V.19) mit den in Gln.(V.20) angegebenen Werten δ_g^{LS} und $\delta_g^{LS}_p$ für ein unpaariges Proton identisch.)

Für den $9/2^+$ -Zustand in ^{85}Rb erhält man aus Gl. (VI.2)

$$\delta_g^{\text{LS}} = 0.010 .$$

Durch die Beiträge $\delta_g^{\text{CP}}(1.0.)$ und δ_g^{LS} wird die Differenz zwischen Einteilchenwert und experimentellem Ergebnis offensichtlich überkompensiert. Es wird zu untersuchen sein, inwieweit diese Differenz durch die Abschätzung für δ_{g_1} erklärt werden kann.

VI.3 Halbempirische Bestimmung der mesonischen Beiträge zum magnetischen Moment

Wie in Kapitel V.7 bereits angegeben, ist das magnetische Moment für ein Teilchen im Zustand $j = \ell \pm 1/2$ bestimmt durch Gl. (V.28)

$$\mu = j \left[(g_1 + \delta g_1) \pm \frac{(g_s + \delta g_s) - (g_1 + \delta g_1)}{2l+1} \right] + g_p \langle (i^2 \hat{s}_Y)_z^1 \rangle .$$

Nach Abzug der relativ gut berechenbaren Beiträge durch Core-Polarisation 1. Ordnung und durch Spin-Bahn-Wechselwirkung vom experimentellen Wert erhält man

$$\begin{aligned} \Delta g &= g^{\text{exp}} - \delta g^{\text{CP}}(1.0.) - \delta g^{\text{LS}} \\ \text{(VI.3)} \quad &= (g_1 + \delta \tilde{g}_1) \pm \frac{(g_s + \delta \tilde{g}_s) - (g_1 + \delta \tilde{g}_1)}{2l+1} + \frac{\delta \tilde{g}_p}{j} \langle (i^2 \hat{s}_Y)_z^1 \rangle , \end{aligned}$$

wobei analog zu Gl. (V.30)

$$\begin{aligned} \delta \tilde{g}_1 &= \delta \tilde{g}_1^{\text{mes}} + \delta \tilde{g}_1^{\text{CP}}(\text{h.o.}) \\ \text{(VI.4)} \quad \delta \tilde{g}_s &= \delta \tilde{g}_s^{\text{mes}} + \delta \tilde{g}_s^{\text{CP}}(\text{h.o.}) \\ \delta \tilde{g}_p &= \delta \tilde{g}_p^{\text{mes}} + \delta \tilde{g}_p^{\text{CP}}(\text{h.o.}) \end{aligned}$$

gesetzt wurde.

Bei Vorhandensein von mindestens drei Werten Δg , die aus experimentellen g -Faktoren von Kernzuständen mit möglichst ähnlichen Rümpfen gebildet wurden, liegen mit Gl. (VI.3) drei Bedingungsgleichungen vor, aus denen die Werte $\delta \tilde{g}_1$, $\delta \tilde{g}_s$ und $\delta \tilde{g}_p$ berechnet werden können.

Als experimentelle g-Faktoren mit sehr ähnlichen Rumpfen bieten sich außer dem vorliegenden g-Faktor des $9/2^+$ -Zustandes in ^{85}Rb die g-Faktoren der $5/2^-$ - bzw. $3/2^-$ -Grundzustände in ^{85}Rb bzw. ^{87}Rb an. Die entsprechenden Werte sind Tabelle 1 zu entnehmen. Die Korrekturen δg^{CP} (NAH) sind gemäß Gln. (V.11-13) (NoyA58) mit δ -förmiger Restwechselwirkung, harmonischem Oszillatorpotential und dem Stärkeparameter $C = 30 \text{ MeV}$ berechnet worden (siehe dazu auch Abschn. VI.2!) Wo Berechnungen von δg^{CP} mit dem realistischeren Kallio-Kolltveitpotential zur Verfügung stehen (MZB) (MavZ66), wurde zur Bestimmung von Δg der Mittelwert zwischen den MZB-Werten und den NAH-Werten benutzt. Die mit d) bezeichneten Werte für δg^{LS} wurden von Chemtob zustandsabhängig berechnet (Che69), die übrigen δg^{LS} -Werte nach der in der gleichen Arbeit angegebenen Näherungsformel Gl. (VI.2). Die nach Abzug von δg^{CP} (1.0.) und δg^{LS} verbleibenden Beiträge aus Gl. (VI.4) weisen eine nur schwache Zustandsabhängigkeit auf (HyuA63, Ber68), die im folgenden vernachlässigt wird. Setzt man die drei Werte für $\Delta g(^{85}\text{Rb}, 9/2^+)$, $\Delta g(^{85}\text{Rb}, 5/2^-)$ und $\Delta g(^{87}\text{Rb}, 3/2^-)$ in Gl. (VI.3) ein und löst die drei so erhaltenen Bedingungsgleichungen, so erhält man die Werte

$$\begin{aligned}\delta \tilde{g}_1 &= + 0.06 \pm 0.03 \\ \delta \tilde{g}_s &= + 0.3 \pm 0.5 \\ \delta \tilde{g}_p &= + 0.3 \pm 2.1 \quad .\end{aligned}$$

(siehe auch Tabelle 2)

Die angegebenen Fehler ergeben sich aus den experimentellen Fehlern und einer angenommenen Unsicherheit von 10% für alle Beiträge δg^{CP} (1.0.) und δg^{LS} .

Nagamiya et al. (NagK70) haben eine ähnliche Untersuchung in der gleichen Massengegend angestellt mit g-Faktoren der Isotone $^{87}\text{Rb}(3/2^- \text{-Zustand})$, $^{89}\text{Y}(1/2^- \text{-Zustand})$ und $^{90}\text{Zr}(8^+ \text{-Zustand})$, wobei sie allerdings von vorneherein $\delta\tilde{g}_p \equiv 0$ setzten. Unterzieht man diese g-Faktoren der gleichen Prozedur wie oben mit den $^{85,87}\text{Rb}$ -g-Faktoren (siehe Tab.1), so ergeben sich die Werte

$$\delta\tilde{g}_1 = + 0.08 \pm 0.05$$

$$\delta\tilde{g}_s = + 0.3 \pm 0.4$$

$$\delta\tilde{g}_p = + 0.6 \pm 0.7 \quad .$$

Die gute Übereinstimmung beider Parametersätze stützt die Annahme, daß die Größen $\delta\tilde{g}_1$ und $\delta\tilde{g}_s$ nur relativ schwach rumpf- und zustandsabhängig sind. Das gleiche gilt für den von Yamazaki et al. (YamN70) aus den g-Faktoren des isomeren $11/2^-$ -Zustandes in ^{210}Po und des $9/2^-$ -Grundzustandes in ^{209}Bi abgeleiteten Wert von $\delta\tilde{g}_1 = 0.10 \pm 0.02$.

Innerhalb der Fehler sind die Ergebnisse für $\delta\tilde{g}_p$ mit den Annahmen vieler Autoren (NagY71, NakH72, NagK70) verträglich, die $\delta g_p^{\text{mes}} \equiv 0$ und $\delta g_p^{\text{cp}}(\text{h.O.}) \equiv 0$ setzen. Auch das Ergebnis für $\delta\tilde{g}_s$ läßt innerhalb des Fehlers die Annahme $\delta\tilde{g}_s \equiv 0$ zu, was nicht allzu sehr verwundert, wenn man berücksichtigt, daß $\delta\tilde{g}_s$ für Protonen in leichten Kernen positiv ($\delta\tilde{g}_s(^3\text{H}) \approx + 0.4$) ist und in schweren Kernen zu negativen Werten tendiert ($\delta\tilde{g}_s(^{210}\text{Po}) \approx - 0.5 \pm 0.4$ (YamN70) und $\delta g_s(^{211}\text{At}) \approx - 0.1 \pm 0.5$ (Kli75)). Tabelle 2 zeigt die Ergebnisse von Fits unter den Annahmen $\delta\tilde{g}_p \equiv 0$ bzw. $\delta\tilde{g}_p \equiv 0$ und $\delta\tilde{g}_s \equiv 0$. Im Rahmen der Fehler bleibt der Wert für $\delta\tilde{g}_1$ dabei erhalten. Das gleiche gilt auch, wenn man alle 5 genannten g-Faktoren zur Analyse heranzieht.

Tabelle 1

g-Faktoren von Protonenzuständen in der Nähe der abgeschlossenen N=50-Neutronenschale;
experimentelle Werte und Korrekturen durch Corepolarisation und Spin-Bahn-Wechselwirkung. (siehe Gl.(VI.3) und folgende)

Kern	J^π	Konfiguration	Ref.	$g_{exp}^{a)}$	Ref.	g_{sp}	δg^{cp} $b)$ NAH $c)$ MZB	δg^{LS}	$\Delta g = g_{exp} - \delta g^{cp} - \delta g^{LS}$
$^{85}_{37}Rb_{48}$	$9/2^+$	$\pi(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^4(1g_{9/2})^1$ $\nu(2p_{1/2})^2(1g_{9/2})^{10}$	1	$+1.369$ ± 0.010	4	$+1.510$	-	-0.010	$+1.594$
$^{85}_{37}Rb_{48}$	$5/2^-$	$\pi(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^5$ $\nu(2p_{1/2})^2(1g_{9/2})^{10}$		$+0.5410$ ± 0.0002	5	$+0.345$	-	$+0.019^{d)}$	$+0.373$
$^{87}_{37}Rb_{50}$	$3/2^-$	$\pi(2p_{3/2})^4(1f_{5/2})^6$ $\nu(2p_{1/2})^2(1g_{9/2})^{10}$	2	$+1.8340$ ± 0.0006	5	$+2.529$	-0.733	$-0.029^{d)}$	$+2.674$
$^{89}_{39}Y_{50}$	$1/2^-$	$\pi(2p_{1/2})^1$ $\nu(2p_{1/2})^2(1g_{9/2})^{10}$	2	-0.2747 ± 0.0000	5	-0.529	0.00	$+0.088^{d)}$	-0.383
$^{90}_{40}Zr_{50}$	8^+	$\pi(1g_{9/2})^2$ $\nu(2p_{1/2})^2(1g_{9/2})^{10}$	3	$+1.364$ ± 0.019	6	$+1.510$	-	-0.010	$+1.504$

Siehe zu Tabelle 1 auch nächste Seite !

Erläuterungen zu Tabelle 1

1. Buchstaben a) - e)

- a) Alle experimentellen Werte g_{exp} sind auf Diamagnetismus und Knight-Shift korrigiert.
- b) Berechnet nach der Konfigurationsmischungstheorie von Noya, Arima und Horie (NoyA58) mit einer δ -förmigen Restwechselwirkung, harmonischem Oszillatorpotential und dem Stärkeparameter $C = 30 \text{ MeV}$.
- c) Berechnet von Mavromatis et al. (MavZ66) mit Kallio-Kolltveit-Restwechselwirkung.
- d) Von Chemtob (Che69) zustandsabhängig berechnet. Die $\delta_g^{\text{LS}}(9/2)$ wurden mit G1.(VI.2) berechnet.
- e) Von Nagamiya (Nag72) berechnet.

2. Referenzen 1 - 6

- | | | |
|------------------|--------------|-------------|
| 1 = (SunM52) | 2 = (HarH72) | 3 = (Ver66) |
| 4 = diese Arbeit | 5 = (ShiN71) | 6 = (Nag72) |

Tabelle 2

Ergebnis der halbempirischen Analyse für $\delta\tilde{g}_1$, $\delta\tilde{g}_s$ und $\delta\tilde{g}_p$ aus den g-Faktoren der Rb-Isotope bzw. N=50-Isotone.

Die Fehler ergeben sich aus den experimentellen Fehlern und einer geschätzten Ungenauigkeit von 10% für die Werte $\delta g^{cp}(1.0.)$ und δg^{LS} .

Kern	Zustand	drei freie Parameter				$g_p \equiv 0$		$g_s \equiv 0$ $g_p \equiv 0$	
		g_1	g_s	g_p		g_1	g_s	g_1	
^{85}Rb	$1g_{9/2}$								
^{85}Rb	$1f_{5/2}$	+0.06	+0.3	+0.3		+0.06	+0.3	+0.04	
^{87}Rb	$1p_{3/2}$	± 0.03	± 0.5	± 2.1		± 0.02	± 0.1	± 0.02	
^{87}Rb	$2p_{3/2}$								
^{89}Y	$2p_{1/2}$	+0.08	+0.3	+0.6		+0.12	0.0	+0.11	
^{90}Zr	$1g_{9/2}$	± 0.05	± 0.4	± 0.7		± 0.02	± 0.1	± 0.01	

Dennoch muß die Frage nach der Glaubwürdigkeit dieser Werte gestellt werden. Damit erhebt sich natürlich auch die Frage nach der Richtigkeit der vorweg abgezogenen Beiträge $\delta g^{\text{CP}}(1.0.)$ und δg^{LS} . Untersucht man, wie sich $\delta \tilde{g}_1$, $\delta \tilde{g}_s$ und $\delta \tilde{g}_p$ ändern, wenn man die Korrekturen $\delta g^{\text{CP}}(1.0.)$ variiert, so ändert das nichts prinzipielles an den gemachten Aussagen, solange man dies innerhalb physikalisch vertretbarer Grenzen tut, wenngleich die numerischen Werte dadurch doch zum Teil erheblich verändert werden. Betrachtet man speziell den Parameter $\delta \tilde{g}_1$, so ergibt sich aus den drei g-Faktoren der Rubidiumisotope folgendes :

Variiert man die Korrektur $\delta g^{\text{CP}}(1.0.)$ für nur einen der drei g-Faktoren und hält die Korrekturen für die jeweils zwei anderen wie in Tabelle 1 angegeben fest, so variiert das Ergebnis für $\delta \tilde{g}_1$ zwar relativ stark, bleibt jedoch innerhalb vertretbarer Grenzen bei der Variation von $\delta g^{\text{CP}}(1.0.)$ größer Null.

Variiert man aber $\delta g^{\text{CP}}(1.0.)$ für alle drei g-Faktoren gleichzeitig (z.B. durch Variation des Stärkeparameters C), so ändert dies am Wert von $\delta \tilde{g}_1$ fast nichts (siehe hierzu auch (HeuI74)).

Nach dieser Untersuchung bleibt bestehen, daß ein Parameter $\delta \tilde{g}_1 > 0$ (für Protonen) offenkundig vorhanden ist, daß jedoch die Beiträge $\delta g^{\text{CP}}(1.0.)$, δg^{LS} und unter Umständen auch andere Beiträge δg^{andere} genauer bekannt sein müßten, um mehr als qualitative Aussagen machen zu können.

Der mit den Rb-Isotopen erhaltene Wert für $\delta \tilde{g}_1$ von $+0.06 \pm 0.03$ läßt eine Abschätzung von δg_1^{mes} zu. Für Protonenzustände

leichter Kerne läßt sich nach Bertsch (Ber68) $\delta g_1^{\text{CP}}(\text{h.o.})$ mit $\delta g_1^{\text{CP}}(2.0.) \approx - 0.08$ abschätzen. Unterstellt man die Gültigkeit dieser Abschätzung auch für die Rubidiumzustände, so erhält man

$$\delta g_1^{\text{mes}} \approx + 0.14 \quad .$$

Zum Vergleich hierzu sei an das Ergebnis aus Ein-Pion-Austauschrechnungen (siehe Gl.(V.23), $\delta g_{1,\text{theor.}}^{\text{mes}} = 0.10 \cdot \tau_3$) erinnert und als weiterer theoretischer Wert $\delta g_{1,\text{theor.}}^{\text{mes}} = + 0.25$ (AriB73) genannt.

VI.4 Systematik der g-Faktoren von $1g_{9/2}$ -Protonenzuständen :

Blockingeffekt in der $1f_{5/2}$ - und Enhancementeffekt in der $1g_{9/2}$ -Protonenschale

Wie in Kapitel V.2 gezeigt wurde, ist die Größe der Korrekturen $\delta g^{\text{CP}}(1.0.)$ von den Besetzungszahlen der Schalen abhängig, zwischen denen eine Anregung infolge der Restwechselwirkung mit dem ungepaarten Nukleon stattfindet. Für $9/2^+$ -g-Faktoren in den Kernen ${}_{33}\text{As}$, ${}_{35}\text{Br}$ und ${}_{37}\text{Rb}$ läßt sich das Blockieren der $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ -Protonenanregung infolge sukzessiver Auffüllung der $1f_{5/2}$ -Schale eindrucksvoll demonstrieren. Die entsprechenden g-Faktoren sowie die angenommenen Konfigurationen für die $9/2$ -Protonenzustände sind in Tabelle 3 angegeben. Da sich die aufgeführten Kerne auch in ihren Neutronenkonfigurationen unterscheiden, werden die experimentellen g-Faktoren auf alle Corepolarisationseffekte korrigiert außer denen, die von einer $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ -Anregung stammen. Nur so ist ein sinnvoller Vergleich der g-Faktoren im Hinblick auf den Blockingeffekt möglich. In Tabelle 3 sind auch die in dieser Hinsicht berechneten Werte

$$(VI.5) \quad \tilde{g}_{\text{exp}} = g_{\text{exp}} - \delta g^{\text{LS}}(9/2^+) - \delta g^{\text{CP}}(\text{alle Anregungen außer } \pi(1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}))$$

aufgeführt.

Nach Gln. (V.15) sollte der Rumpfpolarisationsbeitrag aufgrund der $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ -Protonenanregung mit dem Faktor $(6-n)/n$ abnehmen, wobei n die Besetzungszahl der $1f_{5/2}$ -Schale bezeichnet. In Abb. 10 sind die Werte $\tilde{g}_{\text{exp}}$ aufgetragen, für die nach

Gl. (V.4) und Gl. (VI.5) der Zusammenhang

$$(VI.6) \quad \tilde{g}(9/2^+; (f_{5/2})^n) = g_{sp}(9/2^+) + \delta g(\text{mes}; h.O.) + \\ + \frac{6-n}{6} \delta g^{CP}(1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2})$$

gelten sollte. Mit $\delta g^{CP}(1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2})$ wird der Rumpfpolarisationsbeitrag bezeichnet, der sich durch Restwechselwirkung mit dem ungepaarten $1g_{9/2}$ -Proton für den Fall $n = 0$ ergibt. In Gl. (VI.6) sind minimale Änderungen von $\delta g^{CP}(1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2})$ mit der Wurzel aus dem Atomgewicht vernachlässigt worden. Die Gl. (VI.6) entsprechende Gerade ist in Abb. 10 eingezeichnet, die gestrichelten Linien geben die Grenzen an, innerhalb derer die Gerade aufgrund der Fehler von $\delta \tilde{g}_1$, $\delta \tilde{g}_s$ und $\delta \tilde{g}_p$ variieren kann.

Die Existenz des Blockingeffektes geht aus Abb. 10 eindeutig hervor. Es scheint jedoch, daß die Konfigurationsmischungstheorie von Noya, Arima und Horie (NoyA58) diesen Effekt sogar noch unterschätzt. Bei den Kernen $^{71,73}\text{As}$ ist allerdings zu bedenken, daß sie fern von abgeschlossenen Schalen liegen und daß deshalb hier kollektive Anregungen zu erwarten sind. Angesichts der ohnehin angenommenen Unsicherheit von 10% für die Berechnung von Corepolarisationsbeiträgen ist die Demonstration des Blockingeffektes als befriedigend zu bezeichnen. Ebenfalls mit g-Faktoren von $1g_{9/2}$ -Protonenzuständen läßt sich auch der von der Corepolarisationstheorie (NoyA58) geforderte Enhancementeffekt zeigen. In den Kernen ^{41}Nb bis ^{49}In gibt es einige $1g_{9/2}$ -Zustände (die meisten sind Grundzustände), deren g-Faktoren gemessen wurden. In diesen Kernen

wird die $1g_{9/2}$ -Protonenschale sukzessiv aufgefüllt, was nach Gl.(V.13) für den Corepolarisationstyp III die Wahrscheinlichkeit der $1g_{9/2} \rightarrow 1g_{7/2}$ -Protonenanregung erhöht. In Tabelle 4 sind die experimentellen g-Faktoren (aus (Shi71)) und die Werte

$$(VI.7) \quad \tilde{g}_{\text{exp}} = g_{\text{exp}} - \delta g^{\text{LS}}(9/2^+) - \delta g^{\text{CP}}(\text{alle Anregungen})$$

außer $\pi(1g_{9/2} \rightarrow 1g_{7/2})$

sowie die angenommenen Konfigurationen aufgeführt. Nach Gl.(V.13) sollte für die Werte $\tilde{g}_{\text{exp}}$ analog zu Gl.(VI.6) der Zusammenhang gelten

$$(VI.8) \quad \tilde{g}(9/2^+; (1g_{9/2})^n) = g_{\text{sp}}(9/2^+) + \delta g(\text{mes; h.O.}) +$$

$$+ \frac{n-1}{8} \delta g^{\text{CP}}(1g_{9/2} \rightarrow 1g_{7/2}) \quad ,$$

wenn man auch für diese Kerne die in Kapitel VI.3 berechneten Werte für $\delta \tilde{g}_1$, $\delta \tilde{g}_s$ und $\delta \tilde{g}_p$ annimmt. In Abb. 11 sind die Werte $\tilde{g}_{\text{exp}}$ eingezeichnet. Die Gl.(VI.8) entsprechende, durchgezogene Gerade gibt zwar den Trend der Werte $\tilde{g}_{\text{exp}}$ relativ gut wieder, weicht jedoch von deren absoluten Werten sehr stark ab. Die gestrichelt gezeichnete Gerade, die nach

$$(VI.9) \quad \tilde{g}_{\text{exp}} = g_{\text{sp}}(9/2^+) + \frac{n-1}{8} g^{\text{CP}}(1g_{9/2} \rightarrow 1g_{7/2})$$

berechnet wurde, paßt sich diesen Werten interessanterweise relativ gut an, wenngleich man erwarten sollte, daß die berechneten Werte für $\delta\tilde{g}_1$, $\delta\tilde{g}_s$ und $\delta\tilde{g}_p$ auch hier gültig sind. Der Schluß liegt nahe, daß die Abweichung auf die Unkenntnis der Wellenfunktionen der Neutronen zurückzuführen sind, da die Neutronenkonfigurationen fernab der abgeschlossenen $N = 50$ - Neutronenschale liegen. Unabhängig davon bestätigen die genannten g-Faktoren eindeutig den in Gl.(V.15) geforderten Enhancementeffekt.

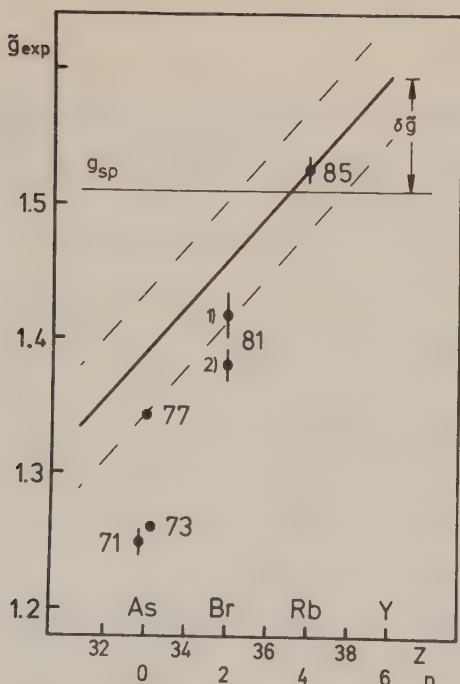


Abb. 10

Blockierung der Corepolarisation in der $1f_{5/2}$ -Protonenschale. Die Fehlerbalken berücksichtigen nur die experimentellen Ungenauigkeiten. Die Werte $\tilde{g}_{exp}$, die nach Gl.(VI.5) berechnet wurden, sind in Tabelle 3 aufgeführt. Die durchgezogene Gerade wurde mit Gl.(VI.6) berechnet; die Abweichung vom Einteilchenwert bei $n=6$ ist auf Beiträge δg^{mes} und $\delta g^{cp(h.o.)}$ zurückzuführen. ($\delta\tilde{g}$ wurde mit den genaueren Zahlen aus der Lösung der drei Gln.(VI.3) mit den Rb-g-Faktoren berechnet : $\delta\tilde{g}_1=+0.0569$, $\delta\tilde{g}_s=+0.3440$ und $\delta\tilde{g}_p=+0.2671$) Die gestrichelten Linien geben den möglichen Variationsbereich der Geraden infolge der Fehler von $\delta\tilde{g}_1$, $\delta\tilde{g}_s$ und $\delta\tilde{g}_p$ an.

1 = gemessen von Bräuer et al. (BräF71) , 2 = gemessen von Christiansen et al. (ChrI71).

Tabelle 3

g-Faktoren und Konfigurationen von $1g_{9/2}$ -Protonenzuständen, die zur Untersuchung des Blockingeffektes in der $1f_{5/2}$ -Neutronenschale benutzt wurden.

Kern	Konfiguration	$g_{\text{exp}}^{\text{a)}$	Ref.	$\tilde{g}_{\text{exp}}^{\text{b)}$
$^{71}_{33}\text{As}_{38}$	$\pi(1f_{5/2})^0(2p_{3/2})^2(1g_{9/2})^3$ $\nu(1f_{5/2})^6$	1.139 ± 0.010	1	1.249
$^{73}_{33}\text{As}_{40}$	$\pi(1f_{5/2})^0(2p_{3/2})^2(1g_{9/2})^3$ $\nu(2p_{1/2})^2$	1.167 ± 0.003	1	1.260
$^{77}_{33}\text{As}_{44}$	$\pi(1f_{5/2})^0(2p_{3/2})^2(1g_{9/2})^3$ $\nu(1g_{9/2})^4$	1.231 ± 0.002	1	1.343
$^{81}_{35}\text{Br}_{46}$	$\pi(1f_{5/2})^2(1g_{9/2})^1$ $\nu(1g_{9/2})^6$	1.296 ± 0.017	2	1.417
		1.259 ± 0.012	3	1.380
$^{85}_{37}\text{Rb}_{48}$	$\pi(1f_{5/2})^4(1g_{9/2})^1$ $\nu(2p_{1/2})^0(1g_{9/2})^{10}$	1.369 ± 0.010	4	1.526

a) sämtliche experimentellen Werte sind auf Diamagnetismus und Knight-Shift korrigiert

b) berechnet nach Gl.(VI.6)

Referenzen:

1 = (Shi71,NakN73), 2 = (BräF71), 3 = (ChrI71), 4 = diese Arbeit

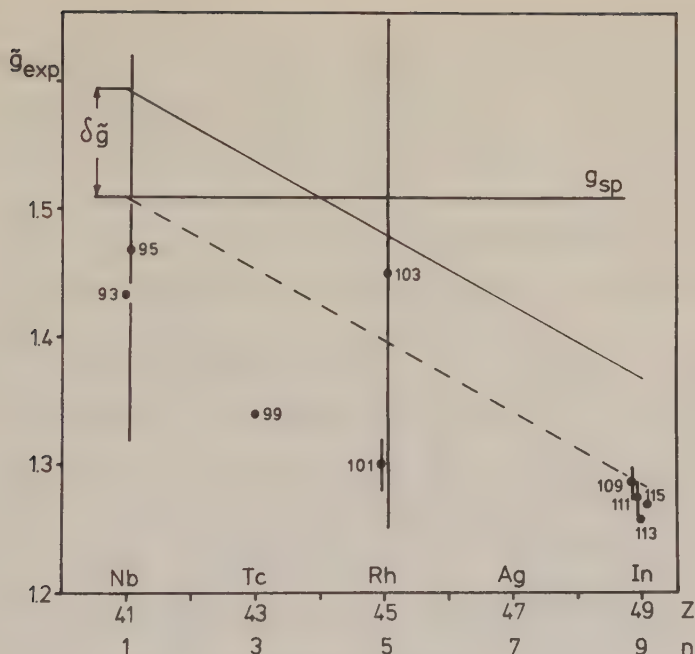


Abb. 11

Enhancementeffekt in der $1g_{9/2}$ -Protonenschale.

Werte für $\tilde{g}_{exp}$ aus Tabelle 4 (berechnet mit Gl.(VI.7);

nur die experimentellen Fehler wurden eingezeichnet.

Die durchgezogene Gerade wurde mit Gl.(VI.8) berechnet,

die gestrichelte Gerade mit Gl.(VI.9).

Tabelle 4

g-Faktoren von $1g_{9/2}$ -Protonenzuständen und deren angenommene Konfiguration. (Zur Untersuchung des Enhancementeffektes in der $1g_{9/2}$ -Protonenschale) Experimentelle Werte aus (Shi71).

Kern	Konfiguration	g_{exp}	$\tilde{g}_{\text{exp}}$
^{93}Nb	$(1g_{9/2})^1$ $(2d_{5/2})^2$	1.3705 ± 0.0001	1.4338
^{95}Nb	$(1g_{9/2})^1$ $(2d_{5/2})^4$	1.40 ± 0.15	1.47
^{99}Tc	$(1g_{9/2})^3$ $(2d_{5/2})^6$	1.2625 ± 0.0001	1.3405
^{101}Rh	$(1g_{9/2})^5$ $(2d_{5/2})^6$	1.22 ± 0.02	1.30
^{103}Rh	$(1g_{9/2})^5$ $(1g_{7/2})^2$	1.38 ± 0.20	1.45
^{109}In	$(1g_{9/2})^9$ $(1g_{7/2})^4$	1.231 ± 0.013	1.286
^{111}In	$(1g_{9/2})^9$ $(1g_{7/2})^6$	1.229 ± 0.013	1.273
^{113}In	$(1g_{9/2})^9$ $(1g_{7/2})^8$	1.2275 ± 0.0002	1.2593
^{115}In	$(1g_{9/2})^9$ $(1h_{11/2})^2$	1.2302 ± 0.0002	1.2695

VII. Schlußbemerkung

Will man den g-Faktor durch einen Einteilchenoperator reproduzieren, so kann dies zufriedenstellend nur durch Einführen effektiver g-Faktoren g_s^{eff} und g_1^{eff} statt des Spin-g-Faktors g_s und des Bahn-g-Faktors g_1 des freien Nukleons geschehen. Während der Beitrag $\delta g_s = g_s^{\text{eff}} - g_s$ hauptsächlich von Konfigurationsbeimischungen 1.Ordnung herrührt, zeichnen für δg_1 hauptsächlich mesonische Austauschströme und Konfigurationsbeimischungen höherer Ordnung verantwortlich.

Mit der vorliegenden Messung des $(9/2^+)$ -g-Faktors in ^{85}Rb ergibt sich in Übereinstimmung mit anderen Autoren aus der halbempirischen Auswertung eine Anomalie des Proton-Bahn-g-Faktors von etwa 10%. Eine Steigerung dieser Aussage, vor allem in quantitativer Hinsicht, erscheint aus der Sicht des Experimentators kaum möglich, solange eine bessere Kenntnis der Wellenfunktionen und der Corepolarisationsbeiträge erster und höherer Ordnung aussteht.

Danksagung

Zum Schluß möchte ich allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, meinen herzlichen Dank aussprechen.

Mein Dank gilt zuerst Herrn Prof. Dr. J.Christiansen, ohne dessen Einfallsreichtum und großzügige Unterstützung das Entstehen dieser Arbeit wohl unmöglich gewesen wäre.

Danken möchte ich ebenfalls den Herren Physikern P.Heubes, G.Hempel, Dr. H.Ingwersen, R.Keitel, Dr. W.Klinger, W.Loeffler, W.Sandner, Dr. G.Schatz und Dr. W.Witthuhn für die unersetzliche Hilfe bei den Messungen und viele Diskussionen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. W.Klinger für zahllose Gespräche und seine vielen Ideen zur Diskussion der experimentellen Ergebnisse.

Mein Dank gilt aber auch dem technischen Personal des Tandemlabors, ohne dessen Mitwirkung wohl die meisten Experimente zum Scheitern verurteilt wären.

Zuletzt, aber darum umso mehr, danke ich meinen Eltern für die moralische und finanzielle Unterstützung während meines gesamten Ausbildungsweges.

Literatur

- (AbrP53) A. Abragam and R. V. Pound; Phys. Rev. 92 (1953) 943
- (AldS64) K. Alder and R. M. Steffen; Ann. Rev. Nucl. Sci. 14 (1964) 403
- (AriB73) A. Arima, G. E. Brown, H. Hyuga and M. Ichimura; Nucl. Phys. A205 (1973) 27
- (AriH54) A. Arima and H. Horie; Prog. Theor. Phys. 11 (1954) 509
- (BarL74) W. Bartsch, W. Leitz, H.-E. Mahnke, W. Semmler, R. Sielemann and T. Wichert; Int. Conf. on Hyperfine Interactions, Uppsala, Schweden (1974) Beitrag II.3
- (Ber68) G. F. Bertsch; Phys. Lett. 28B (1968) 302
- (BliP54) R. J. Blin-Stoyle and M.A. Perks; Proc. Phys. Soc. A67 (1954) 885
- (Blo51) F. Bloch; Nucl. Phys. 83 (1951) 839
- (BodR64) E. Bodenstedt and J. D. Rogers; in Extranuclear perturbations in angular correlations (North Holland Publ. Co., Amsterdam 1964, ed. E. Karlsson, E. Matthias, K. Siegbahn) Sec. 4.4
- (BohM69) A. Bohr and B. R. Mottelson; Nuclear Structure, Vol. 1 (Benjamin, New York, Amsterdam, 1969)
- (BräF71) N. Bräuer, B. Focke, B. Lehmann, K. Nishiyama and D. Riegel; Z. Physik 244 (1971) 375
- (Che69) M. Chemtob; Nucl. Phys. A123 (1969) 449
- (ChrI71) J. Christiansen, H. Ingwersen, H. G. Johann, W. Klinger, W. Kreische, W. Lampert, G. Schatz and W. Witthuhn; Phys. Lett. 35B (1971) 501

- (ChrM 70) J. Christiansen, H.-E. Mahnke, E. Recknagel,
D. Riegel, G. Schatz, G. Weyer and W. Witthuhn;
Phys. Rev. C1 (1970) 613
- (Dra67) L. E. Drain; Met. Rev. 12 (1967) 195
- (EllL57) J. P. Elliot and A. M. Lane; in Encyklopedia
of Physics, Vol. XXXIX (1957)
- (FeiJ69) F. D. Feiock and W. R. Johnson; Phys. Rev. 187
(1969) 39
- (HarH72) J. F. Harrison and J. C. Hierbert; Nucl. Phys.
A185 (1972) 385
- (Heu72) P. Heubes; Diplomarbeit, Phys. Inst. Erlangen (1972)
- (HeuI74) P. Heubes, H. Ingwersen, H. G. Johann, W. Klinger,
W. Loeffler and G. Schatz; Nucl. Phys. A234
(1974) 81
- (HyuA73) H. Hyuga and A. Arima; J. Phys. Soc. Japan,
Suppl. 34 (1973) 538
- (Joh72) H.G. Johann; Diplomarbeit, Phys. Inst. Erlangen (1972)
- (Joh75) H. G. Johann; Programmbeschreibung, in Vorbereitung
- (Kli75) W. Klinger; Habilitationsschrift, Erlangen (1975)
- (Loe72) W. Loeffler; Diplomarbeit, Phys. Inst. Erlangen
(1972)
- (MayJ55) M. Goeppert-Mayer, J. H. D. Jensen; Elementary
Theory of Nuclear Shell Structure, New York (1955)
- (MavZ66) H. A. Mavromatis, L. Zamick and G. E. Brwon;
Nucl. Phys. 80 (1966) 545

- (MedB74) L. R. Medsker, J. N. Bishop, S. C. Headley
and H. T. Fortune; Phys. Rev. C10 (1974) 2117
- (Mild72) G. H. Miller, P. Dillard, M. Eckhause and R. E.
Welsh; Nucl. Instr. and Meth. 104 (1972) 11
- (Miy51) H. Miyazawa; Prog. Theor. Phys. 6 (1951) 263
und 801
- (Nag72) S. Nagamiya; Sci. Papers I.P.C.R. 66 (1972) 30
- (NagK70) S. Nagamiya, T. Katou, T. Nomura and T. Yamazaki;
Phys. Lett. 33B (1970) 574
- (NagY71) S. Nagamiya and T. Yamazaki; Phys. Rev. 4C (1971) 1961
- (NakH72) K. Nakai, B. Hershind, J. Blomqvist, A. Filevich,
K. G. Rensfelt, J. Sztarku, J. Bergström and S.
Nagamiya; Nucl. Phys. A189 (1972) 526
- (NakN73) K. Nakai, S. Nagamiya and T. Nomura; Tables of
Nuclear Moments, in J. Phys. Soc. Japan, Suppl. 34
(1973) 601
- (NoyA58) H. Noya, A. Arima and H. Horie; Prog. Theor. Phys.
Suppl. 8 (1958) 33
- (Nym67) E. Nyman; Nucl. Phys. B1 (1967) 535
- (San74) W. Sandner; Diplomarbeit, Phys. Inst. Erlangen (1974)
- (Sch37) Th. Schmidt; Z. Physik 106 (1937) 358
- (Sha51) A. de Shalit; Helv. Phys. Acta 24 (1951) 296
- (Shi71) V. S. Shirley; Table of Nuclear Moments, in Pro-
ceedings of the Conference on Hyperfine Interactions
in Excited Nuclei, Rehovot, Israel, 1970 (Gordon and
Breach, New York 1971) 1255

- (SunM52) A. W. Sunyar, J. W. Mihelich, G. Scharff-Goldhaber
and M. Goldhaber; Phys. Rev. 86 (1952) 1023
- (Ver66) J. Vervier; Nucl. Phys. 75 (1966) 17
- (WahB69) S. Wahlborn and J. Blomqvist; Nucl. Phys. A133
(1969) 50
- (Wit71) W. Witthuhn; Dissertation, Universität Erlangen-
Nürnberg (1971)
- (YamN70) T. Yamazaki, T. Nomura, S. Nagamiya, T. Katou;
Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 547

Lebenslauf

Hans Georg J o h a n n

31.12.1946 Geburt in Hochstadt/Hanau als 6. von 8 Kindern
Eltern: Dr. H. Johann (Physiker)
 Ursula Johann, geb. Rintelen

1953-1957 Volksschule in Hochstadt

1957-1958 Heinrich von Gagern Gymnasium (hum. Gymn.)
 in Frankfurt/Main

1958-1966 Erasmus Gymnasium (hum. Gymn.) in Amberg/Opf.

Juli 1966 Abitur in Amberg

1966-1972 Studium der Physik an der Universität Erlangen-
 Nürnberg

Juli 1969 Vordiplom in Physik

Nov. 1972 Diplomexamen mit der Arbeit "Das magnetische
Moment des isomeren $9/2^+$ -541 keV-Zustandes in
 ^{81}Br " an der Universität Erlangen-Nürnberg

11.72-4.73 Wissenschaftlicher Angestellter am 1. Physika-
 lischen Institut Erlangen

5.73-2.75 Stipendium nach dem Graduiertenförderungsgesetz
und wissenschaftliche Hilfskraft am 1. Physika-
 lischen Institut Erlangen

seit 1.3.75 Wissenschaftlicher Angestellter am 1. Physikali-
 schen Institut Erlangen

Copie - Center 2000

852 ERLANGEN • Obere Karlstr. 30